T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE D'INGENIEUR DOCTEUR

par

Robert VOLSY

Ingénieur E.N.S.A.M.

Sujet

ETUDE D'UN APPAREIL DE PRELEVEMENT D'AEROSOL AVEC SEPARATION DIMENSIONNELLE. CHOIX ET MISE AU POINT D'UN APPAREIL ELECTROSTATIQUE.

Soutenue le 31-01-1972, devant la Commission d'Examen

Jury

MM. N. FELICI		Président
R. MAGNIN R. MOREAU	}	Examinateurs
R. GERBIER A. LIMONGI	}	Invités

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544309_0039

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE D'INGENIEUR DOCTEUR

par

Robert VOLSY

Ingénieur E.N.S.A.M.

Sujet

ETUDE D'UN APPAREIL DE PRELEVEMENT D'AEROSOL AVEC SEPARATION DIMENSIONNELLE. CHOIX ET MISE AU POINT D'UN APPAREIL ELECTROSTATIQUE.

Soutenue le 31-01-1972, devant la Commission d'Examen

Jury

MM. N. FELICI		Président
R. MAGNIN R. MOREAU	}	Examinateurs
R. GERBIER A. LIMONGI	}	Invités

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nécléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul
	ARNAUD Georges
	ARNAUD Paul
	AUBERT Guy
	AYANT Yves
Mme	BARBIER Marie-Jeanne
MM.	BARBIER Jean-Claude
	BARBIER Reynold
	BARJON Robert
	BARNOUD Fernand
	BARRA Jean-René
	BARRIE Joseph
	BENOIT Jean
	BERNARD Alain
	BESSON Jean
	BEZES Henri
	BIAMBERT Maurice
	BOLLIET Louis
	BONNET Georges
	BONNET Jean-Louis
	BONNET-EYMARD Joseph
	BONNIER Etienne
	BOUCHERIE André
	BOUCHEZ Robert
	BRAVARD Yves
	BRISSONNEAU Pierre
	BUYLE-BODIN Maurice
	CABANAC Jean
	CABANEL Guy
	CALAS François
	CARRAZ Gilbert
	CAU Gabriel
	CAUQUIS Georges
	CHABAUTY Claude
	CHARACHON Robert
	CHATEAU Robert
	CINEME Marcel
	COEUR André
	CONTAMIN Robert
	COUDERC Pierre
	CRAYA Antoine
Mme	DEBELMAS Anne-Marie
MM.	DEBELMAS Jacques
	DEGRANGE Charles
	DESSAUX Georges
	DODU Jacques
	DOLIQUE Jean-Michel
	DREYFUS Bernard
	DUCROS Pierre
	DUCOIS Pierre

Mécanique des Fluides
Clinique des maladies infectieuses
Chimie
Physique
Physique appliquée
Electrochimie
Physique expérimentale
Géologie appliquée
Physique nucléaire
Biosynthèse de la cellulose
Statistiques
Clinique chirurgicale
Radioélectricité
Mathématiques Pures
Electrochimie
Chirurgie générale
Mathématiques Pures
Informatique (IUT B)
Electrotechnique
Clinique ophtalmologique
Pathologie médicale
Electrochimie Electrométallurgie
Chimie et Toxicologie
Physique nucléaire
Géographie
Physique du Solide
Electronique
Pathologie chirurgicale
Clinique thumatologique et hydrologie
Anatomie
Biologie animale et pharmacodynamie
Médecine légale et Toxicologie
Chimie organique
Mathématiques Pures
Oto-Rhino-Laryngologie
Thérapeutique
Chimie papetière
Pharmacie chimique
Clinique gynécologique
Anatomie Pathologique
Mécanique
Matière médicale
Géologie générale
Zoologie
Physiologie animale
Mécanique appliquée
Physique des plasmas
Thermodynamique
Cristallographie
Clinique de Dermatologie et Syphili-
graphie

MM.	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
Mr.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

MM.	YAU	René
	FELICI	Noël
	GAGNAIRE	Didier
	GALLISSOT	François
	GALVANI	Octave
	GASTINEL	Noël
	GERBER	Robert
	GIRAUD	Pierre
	KLEIN	Joseph
Mme	KOFLER	Lucie
MM.	KOSZUL	Jean-Louis
	KRAVTCHENKO	Julien
	KUNTZMANN	Jean
	LACAZE	Albert
	LACHARME	Jean
	LATREILLE	René
	LATURAZE	Jean
	LAURENT	Pierre
	LEBRU	Jean
	LLIBOUTRY	Louis
	LOUP	Jean
Mlle	LUTZ	Elisabeth
MM.	MALGRANGE	Bernard
	MALINAS	Yves
	MARTIN-NOEL	Pierre
	MASSEPORT	Jean
	MAZARE	Yves
	MICHEL	Robert
	MOURIQUAND	Claude
	MOUSSA	André
	NEEL	Louis
	OZENDA	Paul
	PAUTHENET	René
	PAYAN	Jean-Jacques
	PERAY-PEYROULA	Jean-Claude
	PERRET	René
	PILLET	Emile
	RASSAT	André
	RENARD	Michel
	REUTOS	René
	RINALDI	Renaud
	ROCET	Jean
	SANTON	Lucien
	SCHOENBERG	Raymond
	SENGEL	Philippe
	SILBERT	Robert
	SOUTIF	Michel
	TANCHE	Maurice
	TRAYNARD	Philippe
	VAILLAND	François
	VALENTIN	Jacques
	VAUQUOIS	Bernard
Mme	VERAIN	Alice
Mr.	VERAIN	André
Mme	VERRET	Germaine
MM.	VERRET	Paul
	VIGNAIS	Pierre
	YOCCOZ	Jean

	Clinique neuro-psychiatrique
	Electrostatique
	Chimie physique
	Mathématiques Pures
	Mathématiques Pures
	Analyse numérique
	Mathématiques Pures
	Géologie
	Mathématiques Pures
	Botanique et Physiologie végétale
	Mathématiques Pures
	Mécanique
	Mathématiques Appliquées
	Thermodynamique
	Biologie végétale
	Chirurgie générale
	Biochimie pharmaceutique
	Mathématiques Appliquées
	Clinique médicale B
	Géophysique
	Géographie
	Mathématiques Pures
	Mathématiques Pures
	Clinique obstétricale
	Sémiologie médicale
	Géographie
	Clinique médicale A
	Minéralogie et Pétrographie
	Histologie
	Chimie nucléaire
	Physique du Solide
	Botanique
	Electrotechnique
	Mathématiques Pures
	Physique
	Servomécanismes
	Physique industrielle
	Chimie systématique
	Thermodynamique
	Physique industrielle
	Physique
	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	Mécanique
	Microbiologie et Hygiène
	Zoologie
	Mécanique des fluides
	Physique générale
	Physiologie
	Chimie générale
	Zoologie
	Physique Nucléaire
	Calcul électronique
	Pharmacie galénique
	Physique
	Géographie
	Géographie
	Biochimie médicale
	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michem	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michael	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CORON Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DERMOSSEL Roger	Mécanique des fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GRINDRE Michel	Electroradiologie
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GIRAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	ROUSSOULHOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAUD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mlle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMSOUSE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORGEY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (ELE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)

MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
	BRIERE Georges	Physique expérimentale
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC CUONG	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétal
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie

MM.	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mle	PIERY Yvette	Biologie animale
MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	ROUGEMONT (DE) Jacques	Neuro-Chirurgie
	SHAN Jean-Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 16 Novembre 1971

Je tiens à exprimer mon profond respect et mes remerciements sincères à Monsieur le Professeur N. FELICI, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique du CNRS, qui m'a fait l'honneur de diriger cette thèse et d'accepter la Présidence du Jury, après m'avoir éclairé de ses judicieux conseils.

Que Messieurs R. MAGNIN et R. MOREAU, Maîtres de Conférences, trouvent ici l'expression de ma gratitude pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu trouver à ce travail et l'honneur qu'ils me font en participant au Jury: en particulier je tiens à remercier Monsieur R. MOREAU pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté concernant la partie aérodynamique.

Le sujet de thèse a été proposé par M. LIMONGI, Chef du Service de Protection et Etudes de l'Environnement au C.E.N-Grenoble. Je tiens à lui exprimer ma respectueuse reconnaissance et mes plus vifs remerciements pour la bienveillante sollicitude qu'il m'a témoignée et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Monsieur E.GARTNER, pour l'aide et les conseils précieux qu'il m'a donné et qui ont été décisifs dans l'orientation de mes travaux.

Je tiens à remercier les nombreuses personnes, chercheurs, ingénieurs et techniciens qui, par leur bienveillant accueil et leur dynamisme tant au C.E.A. qu'au C.N.R.S., ont stimulé mon travail d'initiation à la recherche.

+-+-+-+-+

Je tiens à exprimer mon profond respect et mes remerciements sincères à Monsieur le Professeur R. PAUTHET, Directeur du Laboratoire d'Electromagnétique du CNRS, qui m'a fait l'honneur de diriger cette thèse et d'accepter la Présidence du Jury, après m'avoir donné de ses judicieux conseils.

Que Messieurs R. MARTIN et R. MOREAU, Maîtres de Conférences, trouvent ici l'expression de ma gratitude pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu trouver à ce travail et l'honneur qu'ils me font en participant au Jury : en particulier je tiens à remercier Monsieur R. MOREAU pour l'aide

Le sujet de thèse a été proposé par M. LIMONGI, Chef du Service de Propagation et Etudes de l'Environnement du C.E.N-Grenoble. Je tiens à lui exprimer ma respectueuse reconnaissance et mes plus vifs remerciements pour la bienveillance sollicitude qu'il m'a témoignée et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Monsieur R.CHAMPEIX, pour l'aide et les conseils précieux qu'il m'a donné et qui ont été déterminants dans l'orientation de mes travaux.

[illegible] pour leur bienveillant accueil et leur dynamisme, tiens et tous mes camarades du C.E.A. du C.N.E.S. qui stimulé mon travail d'initiation à la [illegible].

PARTIE A

CHOIX DE LA METHODE DE PRELEVEMENT D'AEROSOL

pages

I - QUELQUES ASPECTS DE LA POLLUTION ATMOSPHERIQUE 2

1 - Aspect qualitatif : propriété et origines des polluants

1.1. Les polluants gazeux

1.2. Les polluants solides

1.2.1. Les particules ' minérales

1.2.2. Les particules organiques

1.2.3. Les particules d'origine biologique.

2 - Aspect quantitatif

2.1. Les Gaz

2.2. Les particules.

3 - Aspect météorologique

4 - Aspect de l'émission des polluants - Les cycles

5 - Aspect du brassage des polluants - Le bilan.

II - METHODES ET APPAREILS DE PRELEVEMENTS ET D'ANALYSE 8

1 - Méthodes et appareils d'analyse directe des aérosols

1.1. Opacimétrie

1.2. Photomètre

1.3. Spectrophotomètre

1.4. Quelques appareillages spéciaux.

2 - Exigences relatives aux supports de prélèvement en vue d'analyse

2.1. Observations au microscope

2.2. Analyse de la composition chimique

2.3. Conclusion.

3 - Méthodes et appareils de prélèvements en vue d'analyse ultérieure

3.1. Filtres à pores calibrés

3.2. Sédimenteur

3.3. Centrifugateur

3.4. Elutriateur

3.5. Impacteurs en cascade

3.6. Précipitateur thermique

3.7. Précipitateur électrostatique

3.8. Tamis calibré en cascade.

4 - Conséquences : choix d'une méthode de prélèvement

4.1. Récapitulation des problèmes posés

4.2. Avantages du précipitateur électrostatique.

5 - Appareils électrostatiques disponibles dans le commerce

5.1. Appareils sans séparation dimensionnelle

5.1.1. Enumération

5.1.2. Etude expérimentale du DEL

5.2. Appareils à séparation dimensionnelle

5.2.1. Remarque : Intérêt du double flux

5.2.2. TSI Electrostatic Air Sampler 3100

5.3.3. TSI Appareil de Whitby

5.2.4. Résultats d'essais de séparation.

6 - Conclusion

6.1. Généralités

6.2. Appareil à chambre unique de charge et de précipitation

6.3. Appareil à chambres de charge et de précipitation séparées.

4 - [illegible]
4.1. [illegible]
4.2. [illegible]

5 - [illegible]
5.1. [illegible]
5.1.1. [illegible]
5.1.2. [illegible]
5.2. [illegible]
5.2.1. [illegible]
5.2.2. [illegible]
5.2.3. [illegible]
5.2.4. [illegible]

6 - [illegible]
6.1. [illegible]
6.2. [illegible]
6.3. [illegible]

PARTIE B

CALCUL

Pages

Introduction

Notation

Hypothèses générales de calcul

I - PARAMETRES DE LA CHARGE SPATIALE 29

Introduction : Création d'une densité de charges unipolaires
Choix de l'effet Couronne.

1 - Hypothèses

2 - Rappel des équations et des conditions de résolution

2.1. Equations

2.2. Conditions aux limites

2.3. Résolution en grandeurs adimensionnelles

2.4. Paramètres expérimentaux

2.5. Solutions analytiques.

3 - Système des cylindres de révolution coaxiaux

3.1. But du calcul

3.2. Solution analytique

3.3. Solution en grandeurs adimensionnelles

3.4. Importance des paramètres i* et ro*.

3.3.1. Injection forte

3.3.2. Injection faible

3.3.3. Injection moyenne.

3.5. Application numérique.

4 - Système des plans parallèles

4.1. But du calcul

4.2. Solution analytique

4.3. Solution en grandeurs adimensionnelles

4.4. Temps de transit des ions

4.5. Application numérique.

II - CHARGE PAR DIFFUSION 40

1 - Hypothèses

2 - Equation générale

2.1. Rappel

2.2. Application à la sphérule

2.3. Application numérique.

Introduction générale de calcul

Introduction : Groupes et l'une Donnard De chez les mathématiciens

1 - [illegible]

2 - Rappel des fonctions et des opérations de réunion

2.1. Equation

2.2. [illegible]

2.3. [illegible]

2.4. [illegible]

2.5. [illegible]

3 - [illegible]

3.1. Par un calcul

3.2. [illegible]

3.3. [illegible]

3.3.1. [illegible]

3.3.2. [illegible]

3.3.3. Intégration de Vienne.

3.3.4. Intégration numérique.

4 - Système des lignes [illegible]

4.1. But du calcul

4.2. Solution numérique

4.3. Solution en grandeurs [illegible]

4.4. Temps de transit des ions

4.5. [illegible]

II - Objets du calcul

1 - Hydrodynamique

2 - [illegible]

2.1. Exemple

2.2. Application à la sphère

2.3. [illegible]

Pages

3 - Validité de l'expression de la loi de charge

3.1. Remarque sur n

3.2. Remarque sur N.

III - CHARGE PAR CHAMP ELECTRIQUE 48

1 - Hypothèses

2 - Expression de la charge

3 - Rôle du temps de charge

4 - Application numérique.

IV - PRISE EN COMPTE SIMULTANEE DES 2 MODES DE CHARGE 51

1 - Domaine d'application

2 - Loi de Pauthenier

3 - Loi de Cochet

4 - Aspect macroscopique de l'étude de la diffusion

5 - Théories n'aboutissant pas à une loi analytique

5.1. Murphy

5.2. Liu et Yeh

5.3. Whitby

5.4. Brock.

6 - Application analytique de la théorie de Liu et Yeh

6.1. But

6.2. Domaine d'application

6.3. Calcul

Tableau récapitulatif.

V - PRECIPITATION DANS UN CONDENSATEUR PLAN SANS IONISATION 60

1 - Hypothèses

2 - Mouvement uniforme de la particule

Remarques : Rôle pesanteur

Période mouvement transitoire

Champ créé par les sphérules chargées.

3 - Abcisse de captation .

3 - Validité de l'arrêté de la loi [illegible]

3.1. Recours pour [illegible]

3.2. Recours sur [illegible].

III - [illegible] [illegible] [illegible] 47

1 - [illegible]

2 - [illegible]

3 - [illegible]

4 - [illegible]

IV - [illegible] [illegible] [illegible] 51

1 - [illegible]

2 - [illegible]

3 - [illegible]

4 - [illegible]

5 - [illegible]

5.2. [illegible]

5.3. [illegible]

6 - [illegible]

6.1. But [illegible]

V - [illegible] [illegible] [illegible] [illegible] [illegible]

1 - [illegible]

2 - [illegible]

[illegible] : [illegible]

3 - [illegible]

Page

VI - CHARGE ET PRECIPITATION SIMULTANEES DANS UN SYSTEME DE CYLINDRES CONCENTRIQUES. 65

1 - Hypothèses

2 - Travaux de Challande

3 - Abcisse de captation des sphérules de dimensions supérieures au micron

3.1. Champ de précipitation constant

3.2. Champ réel.

4 - Abcisse de captation des sphérules submicroniques

5 - Application numérique.

VI -

1 -

2 - Travaux de Défilement

3 -

3.1. Champ de pesanteur constant

3.2. Champ réel.

4 -

5 -

PARTIE C

APPAREIL A CHAMBRE UNIQUE

Pages

I - CONCEPTION ET REALISATION 70

1 - Description et dimensions

2 - Problèmes technologiques

2.1. Porte électrodes profilés

2.2. Démontage et nettoyage de l'électrode collectrice

2.3. Réalisation de l'étanchéité

2.4. Perte de charge.

3 - Paramètres électriques

3.1. Caractéristiques tension/courant d'ionisation

3.2. Répartition du courant d'ionisation suivant les génératrices du cylindre extérieur.

II - BANC D'ESSAIS DE PRECIPITATION 73

1 - Méthode de génération d'aérosol

2 - Montage du banc d'essai

3 - Conditions des essais.

III - RESULTATS 75

1 - Vérification de l'aérodynamique

2 - Polarité négative

2.1. Paramètres électriques

2.2. Aspect des précipités.

3 - Polarité positive

3.1. Paramètres électriques

3.2. Abcisses théoriques de captation

3.3. Résultats de précipitation avec la buse cylindrique

3.4. Résultats de précipitation avec la buse annulaire

3.5. Essai à vitesse réduite

3.6. Conclusion.

IV - CONCLUSION 80

PARTIE D

DEUXIEME APPAREIL

Pages

I - PRECIPITATEUR A ELECTRODES PLANES PARALLELES 83

1 - Géométrie

2 - Paramètres de précipitation

3 - Raccordements à l'aspiration et à l'injection d'aérosol

4 - Réalisation du double flux.

II - ADAPTATION AERODYNAMIQUE DU SYSTEME DOUBLE-FLUX AEROSOL-AIR SECONDAIRE

1 - Généralités 84

2 - Détermination des profils du convergent et du carter interne

2.1. Méthode

2.2. Exigences constructives

2.3. Profil du convergent

2.4. Profil d'un obstacle intérieur

2.5. Application numérique.

3 - Caractéristiques technologiques

3.1. Géométrie et dimensions

3.2. Matériau utilisé.

4 - Caractéristiques de la buse

4.1. Rôle de la buse

4.2. Description

4.3. Exigences électrostatiques.

5 - Adaptation au banc d'essai

6 - Contrôle de la répartition des vitesses à l'anémomètre à fil chaud

6.1. Principe

6.2. Appareillage

6.3. Profil des vitesses

6.4. Résultats avec l'air atmosphérique ; adaptation des débits.

Pages

III - IONISEUR TYPE DIODE 93

1 - Principe et disposition générale

2 - Système fil entre deux plaques planes

2.1. Etude préliminaire

2.2. Essais de précipitation

3 - Système fil nid d'abeille

3.1. Disposition

3.2. Résultats de précipitation

4 - Conclusion sur l'ioniseur type diode.

IV - CHARGE PAR CHAMP ELECTRIQUE ALTERNATIF. ASPECT QUALITATIF DU PROBLEME

1 - But et procédé 96

2 - Choix de la fréquence f du champ alternatif

3 - Aperçu du rôle de la fréquence sur la charge des sphérules

3.1. Hypothèses simplificatrices

3.2. Analyse qualitative de la charge spatiale

3.3. Analyse qualitative de la charge des sphérules

3.4. Application à une tension électrique Ue sinusoïdale.

V - ETUDE EXPERIMENTALE DES IONISEURS "TRIODE" 100

1 - Ioniseur type Herling

1.1. Description

1.2. Choix des paramètres constructifs

1.3. Caractéristique tension courant entre grille et plaque

1.4. Essais de précipitation

1.5. Interprétation des résultats

1.6. Conséquences : modifications.

2 - Ioniseur triode transversal

2.1. Description

2.2. Etude des électrodes ionisantes

2.2.1. Pointes

2.2.2. Fils parallèles

2.3. Essais de précipitation.

Pages

3 - Ioniseur triode transversal à fentes à ions ou ioniseur TTF

3.1. Conception

3.2. Description

3.3. Résultat du rendement

3.4. Caractéristiques tension-courant entre grille et plaque

3.4.1. Appareillage

3.4.2. Courbes

3.4.3. Etude rhéographique

3.5. Conséquences sur les conditions de charge

3.5.1. Modification de l'hypothèse 3 du Ch. IV

3.5.2. Interprétation

3.5.3. Modification de l'hypothèse 2 du Ch. IV

3.6. Abcisses de captation.

4 - Ioniseur triode double-flux ou LDF ; précipitation des fines

4.1. Description de l'ioniseur

4.2. Essais qualitatifs

4.3. Essais quantitatifs

4.4. Conclusion.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX DE L'ABCISSE DE CAPTATION APRES CHARGE DANS L'IONISEUR TTF 110

1 - Vérifications préliminaires

1.1. L'abcisse de captation est proportionnelle à la vitesse moyenne

1.2. " " " est inversement proportionnelle au champ électrique de précipitation

1.3. Influence de la tension plaque du TTF

1.4. Influence de la fréquence de la tension-plaque du TTF

1.5. Symétrie du précipitateur.

2 - Essais de précipitation

2.1. Paramètres

2.2. Abcisses de captation

2.3. Séparation de deux dimensions.

3 - Comparaison avec le calcul.

1.3. Influence de la tension plaque du TTF

1.4. Influence de la fréquence de la tension-plaque du TTF

1.5. Synchronisation de prédéclenchement.

2.- Essais de prédéclenchement

2.1. Paramètres

2.2. Mesures de capacité

2.3. Séparation de deux dimensions.

3.- Commutation avec le calculateur.

Page

4 - Essais de précipitation des aérosols contenus dans l'air atmosphérique.

VII - CONCLUSION 113

1 - Charge théorique et charge expérimentale des aérosols submicroniques

2 - Appareillage final.

TABLEAUX ET PLANCHES

Partie A - Choix de la précipitation électrostatique

Tableau A I 1 - Quelques caractéristiques des gaz polluants

A I 2 - Résultats d'analyse de poussières organiques au CEN-G

Planche A II 1 - Schéma du précipitateur électrostatique DEL Electronics

" A II 2 - Résultats d'essais du DEL Electronics

Partie B - Calculs

Tableau B II 1 - Charge des sphérules acquises par diffusion

Planche B II 2 - Représentation de $\int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) dr$

Planche B III - Charge par le champ et trajectoires des sphérules

Tableau B IV - Récapitulation des charges acquises par les sphérules

Tableau B V - Abcisses théoriques de captation

Partie C - Appareil à chambre unique

Planche C I 1 - Schéma de l'appareil

" C I 2 - Caractéristiques électriques

" C II - Banc d'essai

" C III 1 - Flux supposé de la charge d'espace et traces de précipitation

" C III 2 - Photos de traces de précipitation en polarité négative.

Partie D - Appareil à chambres séparées et résultats de précipitation

Planche D I - Schéma de la chambre de précipitation

" D II 1 - Détermination des profils de l'adaptation aérodynamique

" D II 21- Adaptation aérodynamique

" D II 22- Caractéristiques technologiques de l'adaptation aérodynamique

" D II 3 - Caractéristiques des buses

" D II 4 - Photos du banc d'essai et des adaptations aérodynamiques

" D II 5 - Schéma du banc d'essai

" D II 61- Dispositif de contrôle des vitesses dans la chambre de précipitation.

TABLEAUX ET PLANCHES

Partie A - Choix de la précipitation électrostatique

Tableau A I 1 - Quelques caractéristiques des gaz poluants

" A II 2 - Résultats d'analyse de poussières organiques au Ohaha

Planche A II 1 - [illegible]

" A II 2 - Résultats d'essais de Dust Electronics

Partie B - Calculs

Tableau B II 1 - Charge des sphères accumulées par diffusion

Planche B II 2 - Représentation de $\int_{\alpha}^{\infty} \exp(-\frac{x}{\lambda} - \frac{\lambda}{x})\, dx$

Planche B II [illegible] - Charge par le champ et trajectoires des particules

Tableau B [illegible] - Résultats théoriques de capacités

Partie C - Appareil à charbon unique

Planche C I 1 - Schéma de l'appareil

" C I 2 - Caractéristiques électriques

" C II - Bac d'essai

" C III 1 - Flux supposé de la charge d'espace et traces de précipitation

" C III 2 - Photos de traces de précipitation en particule négative.

Partie D - Appareil à chambres séparées et résultats de précipitation

Planche D I - Schéma de la chambre de précipitation

" D II 1 - Détermination des profils de l'adaptation aérodynamique

" D II 21- Adaptation aérodynamique

" D II 22- Caractéristiques technologiques de l'adaptation aérodynamique

" D II 3 - Caractéristiques des buses

" D II 4 - Photos du banc d'essai et des adaptations d'écoulement

" D II 5 - Schéma du banc d'essai

" D II 61- Dispositif de contrôle des vitesses dans la chambre de

Planche D II 62 } - Répartitions des vitesses d'écoulement dans la chambre de précipitation
" D II 63 }

" D III - Ioniseurs "diode"

" D IV - Analyse qualitative de la charge I

" D V 11 - Ioniseur type Herling

" D V 12 - Caractéristiques électriques tension/courant

" D V 2 - Ioniseur "triode" transversal

" D V 31 } - Caractéristiques électriques de l'ioniseur TTF
" D V 32 }

" D V 33 } - Etude rhéographique de l'espace fil-grille de l'ioniseur TTF
" D V 34 }
" D V 35 }
" D V 36 }
" D V 37 }

" D V 38 } - Analyse qualitative de la charge II et III
" D V 39 }

" D V 41 - Ioniseur LDF

" D V 42 - Photos des précipitations d'aérosols submicroniques

" D V 43 - Abcisses de captation théoriques et expérimentales des aérosols submicroniques chargés dans l'ioniseur LDF

" D VI 1 - Photos des précipitations d'aérosols de 0,4 et 1 µ de rayon chargés dans l'ioniseur TTF

" D VI 2 - Abcisses de captation théoriques et expérimentales des aérosols de 0,4 et 1 µ de rayon.

" D VI 3 - Photos des aérosols de 0,4 et 1 µ de rayon obtenues au microscope électronique.

" D VI 4 - Répartition des aérosols de 0,4 et 1 µ de rayon

" D VI 5 } - Photos des précipitations des particules de l'air atmosphérique et des observations au microscope électronique
" D VI 6 }

PARTIE A

CHOIX DE LA METHODE DE PRELEVEMENT D'AEROSOL

INTRODUCTION A LA PARTIE A

L'étude de la pollution atmosphérique se divise en deux domaines distincts : d'une part, les polluants gazeux, qui peuvent être analysés directement dans l'air contaminé ; d'autre part, les poussières ou aérosols, qui nécessitent un prélèvement en vue d'analyse.

La nature, l'homme et ses réalisations sont victimes des nuisances créées par les aérosols.

La plupart des plantes fixent les polluants, surtout les gaz, en jouant le rôle d'un véritable filtre. Si certaines résistent très bien à ce traitement (les conifères), beaucoup en meurent et offrent le spectacle de zones désertiques et livrées à l'érosion (cas de certaines vallées des Alpes, telle la Maurienne en Isère).

La pollution salit les zones urbaines et favorise la corrosion des bâtiments ou des véhicules par la déposition de couches de poussières créant de fortes différences de potentiel électrochimique avec leurs revêtements.

La sécurité, des centrales nucléaires par exemple, l'augmentation de la précision et de la miniaturisation amènent à travailler de plus en plus en atmosphère "contrôlée".

Le système respiratoire de l'homme (et des animaux) est l'objet d'attaques de la fraction polluante dite "respirable", à tous les niveaux et,en particulier,dans les alvéoles pulmonaires où se font les échanges physicochimiques avec le sang.

Des poussières nocives peuvent aussi irriter les yeux et les muqueuses.

En fait, suivant la nature, la dimension, le mélange et la concentration des particules atmosphériques, leur toxicité ou leur nocivité peuvent être plus ou moins grandes (par exemple les particules peuvent être ou non cancérigènes).

Plusieurs méthodes et plusieurs appareils sont utilisés pour la détermination des propriétés des polluants atmosphériques. Pour les aérosols le problème fondamental est de retrouver intactes, après le prélèvement, les caractéristiques qu'ils présentent dans l'atmosphère.

Le but de ce travail est de mettre au point une méthode et un appareil, réalisant au mieux cet objectif, et permettant l'analyse ultérieure la plus complète possible.

I - QUELQUES ASPECTS DE LA POLLUTION ATMOSPHERIQUE [1]

1 - Aspect qualitatif : propriétés et origines des polluants

1.1. Les polluants gazeux

Bien qu'en dehors de cette étude, ils sont à l'origine de l'existence de certaines particules solides, ce qui nous amène à considérer quelques caractéristiques groupées dans le tableau A I-1.

1.2. Les polluants solides ou particules

Ils se classent en trois grandes catégories :

- les particules inorganiques ou minérales
- les particules organiques (d'origine chimique ou biochimique:fermentation)
- les particules d'origine biologique (organismes et débris d'organismes).

1.2.1. Les particules minérales

Tous les métaux sont représentés à l'état libre ou combiné (oxydes et sels) sous forme amorphe ou cristalline.

Leur origine peut être naturelle (météorites, éruptions volcaniques, tempêtes) ou industrielle (traitement des minerais et des métaux.)

Certaines sont toxiques, d'autres sont à l'état de cristaux qui peuvent irriter ou blesser les tissus pulmonaires (exemple : la silice).

Elles peuvent former de véritables piles entre elles ou avec un support et entraîner de graves dommages par corrosion.

1.2.2. Les particules organiques

Ce sont d'une part les hydrocarbures lourds et leurs dérivés : les graisses, les suies, etc..., provenant de décomposition, pyrolise et combustion, d'autre part les chaînes polycycliques, provenant de la recombinaison chimique de gaz et de la photolyse.

L'origine est à la fois industrielle (traitement des hydrocarbures); domestiques (chauffage), liée aux transports (véhicules) et naturelle (Cf. le tableau des polluants gazeux AI-1).

Ces éléments forment souvent une pellicule autour d'un noyau minéral (cendre ou agglomérat formé dans l'atmosphère).

Parmi les aromatiques polycycliques, on peut citer le 3-4 benzopyrène, considéré comme très cancérigène.

QUELQUES CARACTERISTIQUES DES PRINCIPAUX POLLUANTS GAZEUX

NATURE	DOMAINE D'EXISTENCE	ORIGINE	NOCIVITE
Oxydes de carbone	Partout Maxi dans les zones urbaines	Biosynthèse Décomposition organique Combustions	Toxiques (empoisonnement du sang) Danger d'explosion.
Anhydrides de soufre Composés soufrés	Voisinage des zones industrielles	Raffinage (minerai et pétrole).	Irritation des yeux et des muqueuses. Toxiques - Corrosifs
Oxydes d'azote Amoniaque et dérivés	Partout	Décomposition organique Biosynthèse Raffinage et incinération	Irritation des yeux et des muqueuses Toxiques - Corrosifs
Halogènes et composés halogénés	Voisinage des zones industrielles	Incinération Raffinage (minerai)	Toxiques Corrosifs
Ozone et oxydants	Conditions météorologiques et climatiques d'inversion de température	Photosynthèse	Irritation des yeux et des muqueuses Très toxiques
Hydrocarbures naturels	Zones "pétrolifères" Zones industrielles et urbaines	Nappes naturelles Evaporation de stocks Combustion incomplète	Danger d'incendie et d'explosion Composés cancérigènes
Hydrocarbures oxygénés	Conditions météorologiques particulières	Photosynthèse	Composés : toxiques cancérigènes
Aromatiques polynucléaires.	Dérivés des hydrocarbures par combustion incomplète ou combinaisons		Composés : toxiques cancérigènes

TABLEAU AI-1.

1.2.3. Les particules d'origine biologique

Hormis les éléments qui sont dus à la décomposition organique des cadavres ou des végétaux, ainsi qu'à la biosynthèse ou la biodégradation, et qui vont accroître la quantité de particules organiques, on trouve des débris d'insectes et de végétaux, du pollen (souvent allergène) et des microbes, bactéries et virus plus ou moins pathologiques (épidémies). Ces derniers peuvent se fixer sur d'autres particules et survivre ainsi plusieurs jours dans l'atmosphère.

2 - Aspect quantitatif de la pollution

2.1. Les gaz

Les volumes des gaz polluants sont comptés en parties par million (d'air pur) ou ppm.

Par exemple, d'après Air Pollution [1], les mesures faites en Janvier 1961 à LOS ANGELES (USA) ont montré que le principal polluant, après le dioxyde de carbone était l'oxyde de carbone avec une valeur moyenne de 5 à 60 ppm et un maximum de 72 ppm, les hydrocarbures variant de 0,1 à 2 ppm avec un maximum de 5.

En 64, trois ans plus tard, si le taux d'oxyde de carbone n'a pas augmenté, en revanche ceux des hydrocarbures atteignent 20 ppm.

L'analyse sélective d'un gaz n'est pas toujours possible et l'appareil le plus couramment utilisé se contente de mesurer l'acidité totale (pH mètre). C'est le cas en particulier des contrôleurs soufre-fumées, les appareils qui sont actuellement les plus employés dans la détection de la pollution.

2.2. Les particules

Les particules sont caractérisés en premier lieu par leur masse totale, comptée en $\mu g/m^3$ ou $\mu g/1000\ m^3$, par leur dimension, ramenée au diamètre de sphères-équivalentes, par leur forme et éventuellement leur indice de réfraction.

Des chercheurs, Clark - Whitby [1,2], Junge [3] ont établi des théories de distribution en dimension des particules, par exemple, pour celles dont les rayons des sphères équivalentes sont compris entre 0,1 et 10 microns, la concentration est inversement proportionnelle à une puissance voisine de 4 de leur rayon et tend à nouveau naturellement vers cette forme de répartition lorsqu'une perturbation s'est produite.

2 - Aerosol quantitatif de la pollution

Les volumes des gaz polluants sont comptés en parties par million (d'air pur) ou ppm.

Par exemple, d'après Air Pollution [1], les mesures faites en Janvier 1961 à LOS ANGELES (USA) ont montré que le principal polluant, après le dioxyde de carbone émis l'oxyde de carbone avec une valeur moyenne de 5 à 60 ppm et un maximum de 72 ppm, les hydrocarbures variant de 0,1 à 2 ppm avec un maximum de 5.

En été, trois ans plus tard, si le taux d'oxyde de carbone n'a pas augmenté, en revanche ceux des hydrocarbures atteignent 20 ppm.

L'analyse sélective d'un gaz n'est pas toujours possible et l'appareil le plus couramment utilisé se contente de mesurer l'acidité totale (pH mètre). C'est le cas en particulier des contrôleurs sonore-lumière, les appareils qui sont actuellement les plus employés dans la détection de la pollution.

2.2. Les particules

Les particules sont caractérisés en premier lieu par leur masse totale, comptée en $\mu g/m^3$ ou $\mu g/1000\ m^3$, par leur dimension, ramenée au diamètre de sphères-équivalentes, par leur forme et éventuellement leur indice de réfraction.

Des chercheurs, Clark - Whitby [1,2], Junge [3] font établi des distributions en dimension des particules, par exemple, pour celles dont les rayons des sphères équivalentes sont compris entre 0,1 et 10 microns la concentration est inversement proportionnelle à une puissance voisine de 4 de leur rayon et tend à nouveau naturellement vers cette forme de répar-

Toujours d'après Air Pollution, un ordre de grandeur typique est par exemple 100µg/m^3 de particules, les sulfates étant prédominants avec 10 % de la masse totale, les hydrocarbures polycycliques ne représentant que 0,5 % de cette masse et le 3-4 benzopyrène 0,005 %. Mais ces nombres peuvent être multipliés par 20 soit globalement, soit pour un composé particulier (mesures faites de 1957 à 1964 aux USA).

Au CEN-G [4] en 70-71, sur 100 g de poussières on a trouvé en moyenne 4g de particules organiques se répartissant en :

- 0,2g d'hydrophiles
- 0,8g d'hydrocarbures non aromatiques
- 3,0g d'hydrocarbures aromatiques.

Le tableau AI-2 donne la répartition moléculaire des aromatiques d'un échantillon de 0,2g d'organiques, résultats obtenus par spectrométrie de masse et chromatographie en phase gazeuse.

TABLEAU AI-2

Résultats de l'analyse d'hydrocarbures aromatiques polycycliques par couplage des méthodes de chromatographie en phase gazeuse et de spectrométrie de masse, (d'après un prélèvement de 10 g de poussières du C.E.N-G en Hiver 70-71).

Masse (obtenue par spectrométrie de masse).	Composés possibles	Composés identifiés après chromatographie en phase gazeuse	% moléculaire / % massique	
106	xylènes		Moléculaire	Massique
202	fluoranthène pyrène		13,7	10,5
216	Méthyl 1 pyrène		5,1	4,7
230	Diméthylpyrène Diphénylbenzène		1,2	1,2
226	$C_{18}H_{10}$		5,8	5,7
234	$C_{18}H_{10}S$			
228	Chrysène Pyrène Benzanthraiène	Chrysène Benzanthracine	20,4	20
252	Benzo(a)pyrène Benzo(k)fluoranthène	Benzo(k)fluoranthène	24,3	26,2
276	Benzopérylène		7,0	8,3
302	Dibenzopyrènes		3,2	4,1
Non identifiés ou perdus			19,3	19,3

La masse totale d'hydrocarbures aromatiques secs correspondante est environ 150 mg. L'ensemble des benzopyrène et benzo fluoranthène représente 0,6 % du total de poussières prélevées.

spectrométrie de masse.	Composés possibles	Composés identifiés après chromatographie en phase gazeuse	% relatif à la fraction	% massique
106	xylènes			
202	Fluoranthène Pyrène		13,7	10,5
215	Méthyl 1 pyrène		5,1	6,7
230	Diméthylpyrène Diphénylbenzène		1,2	1,2
226	$C_{18}H_{10}$		5,6	5,7
234	$C_{18}H_{10}S$			
220	Chrysène Pyrène Benzanthracènes	Chrysène Benzanthracène	20,4	20
252	Benzo(a)pyrène Benzo(k)fluoranthène	Benzo(k)fluoranthène	24,3	24,2
276	Benzopérylène		7,0	8,3
302	Dibenzopyrènes		3,2	4,1
Non identifié ou perdus				

La masse totale d'hydrocarbures aromatiques sous correspondante est donc [illegible]

soit 0,5 % du total de poussières prélevées.

3 - Aspect météorologique

Il existe à la fois un cycle quotidien et un cycle annuel des paramètres atmosphériques et climatiques. Le cycle quotidien varie peu à l'intérieur d'une période météorologique donnée (anticyclone ou dépression) qui peut être considérée comme un état d'équilibre. Par contre, la notion de cycle est bouleversée lors d'une perturbation ou du passage d'un équilibre à un autre.

Le cycle annuel est beaucoup plus fidèle, hormis les cataclysmes (ouragans, éruptions volcaniques, accidents, guerres).

L'évolution de la pollution présente une étroite corrélation avec la météorologie : les mêmes cycles se retrouvent, aux perturbations près (par exemple, après une chute de neige le taux de benzo 3-4 pyrène a diminué dans l'atmosphère, mais la différence se retrouve dans la couche de neige tombée : la chute de neige a nettoyé l'atmosphère).

Le cycle météorologique, et donc, celui de la pollution, dépendent du lieu considéré par le relief, le climat local (effets de pente, brise de mer, etc...) et par les transformations apportées par l'homme (sources de chaleur, étendue réfléchissant la lumière solaire, etc...).

4 - Aspect de l'émission des polluants

Les sources de pollution sont naturelles ou proviennent des réalisations humaines dans lesquelles il faut distinguer le rôle :

- des industries
- des foyers domestiques
- des véhicules, en particulier les automobiles.

A chaque origine, correspondent des cycles d'émission en rapport avec les cycles d'activité, mais le niveau effectif de pollution dépend des conditions météorologiques et de leurs cycles propres.

1. Cycle quotidien

Il est caractérisé par :

- les heures de déplacement des travailleurs (pointes de pollution due aux véhicules)
- les heures de fonctionnement des entreprises (chauffage, cuisine, peinture, travaux publics, etc...).

3 - Aspects météorologiques

Il existe à la fois un cycle journalier et un cycle annuel de température atmosphérique : climatiques. Le cycle quotidien varie peu qui peut être considéré comme un état d'équilibre. Par contre, le cycle est bouleversé lors d'une perturbation ou en passant d'un équilibre à un autre.

Le cycle annuel est beaucoup plus étalé, inertie des échanges

L'évolution de la pollution présente une dynamique corrélation avec la météorologie : les mêmes cycles se retrouvent, aux perturbations près (par exemple, après une chute de neige le sol de Paris a tendance dans l'atmosphère, mais la différence en profondeur dans la couche de mélange semble : la cinse de moins à mesure l'atmosphère).

Le cycle météorologique, et donc, celui de la pollution, dépendent du lieu considéré par le relief, le climat local (effets de pente, brise de mer, etc...) et par les transformations opérées par l'homme (sources de

4 -

Les sources de pollution sont multiples : la prévalence des conditions humaines dans l'exposition il peut être opportun de citer :

- les industries
-

A chaque origine, correspondent des cycles d'émission de polluants avec les cycles d'activité, mais le niveau atteint de pollution dépend

5.

Il est reconnaître par :

- les heures de déplacement des travailleurs (rentrée du matin des
- les heures de fonctionnement des appareils (chauffage, industrie,

2. Cycle hebdomadaire

Ce sont les départs en week-end des automobiles et la fermeture des entreprises qui se répercutent sur le taux de pollution, surtout dans les zones urbaines.

3. Cycle saisonnier

Les émetteurs se déplacent en fonction de travaux, des congés, en particulier des congés scolaires, etc...

4. Cycle annuel

A chaque saison correspond une modification de l'aspect de la pollution, par exemple : au printemps, des fleurs libèrent du pollen , en été des usines ferment, en automne des végétaux se décomposent et en hiver s'allument des foyers domestiques.

5 - Aspect du brassage des polluants

Les polluants restent pour la plupart assez longtemps dans l'atmosphère pour y subir des transformations physicochimiques.

Les molécules "naissantes" de polluant sont plus ou moins stables et vont se recombiner, s'oxyder ou être transformées. Par exemple, de la stratosphère au sol, l'oxygène passe de la forme atomique à l'ozone, puis à la molécule en acceptant ou libérant de l'énergie.

L'énergie utilisée provient de chocs moléculaires ou de rayonnements actifs (UV, X, γ) : c'ést la photolyse.

Il peut en résulter la présence momentanée de produits intermédiaires instables (radicaux libres) très actifs pouvant entraîner la formation de composants toxiques en particulier l'ozone. Ces composés n'existent pas aux basses altitudes où les rayons "durs" sont en quantité négligeable, sauf dans certaines conditions météorologiques comme l'inversion de température par temps calme, (cas des brouillards de Los Angelès aux USA).

Le bilan des paramètres physicochimiques de la pollution conserve une valeur moyenne dans le temps (en supposant que l'accroissement du nombre d'émetteurs reste faible): l'équilibre est conservé par l'élimination due à la sédimentation des polluants "âgés" et par la transformation des corps instables ou intermédiaires.

II - METHODES ET APPAREILS DE PRELEVEMENTS ET D'ANALYSE

1 - Méthodes et appareils d'analyse directe des aérosols

1.1. Opacimétrie

C'est une méthode mesurant l'opacité ou l'albedo d'un dépôt d'aérosol recueilli soit sur un filtre (débit forcé), soit sur un support spécial (sédimentation), pendant un temps déterminé.

Un tel système permet de constater des perturbations dans le taux de pollution pour un émetteur (ex : cheminée d'usine) où la nature et l'aspect du polluant sont connus.

1.2. Photomètre

Sous ce vocable sont désignés plusieurs appareils mesurant l'intensité de la lumière réfléchie, transmise ou diffusée (effet Tyndall) dans une direction donnée, dans une chambre traversée par l'aérosol en suspension. Cette intensité correspond à un certain volume d'aérosol.

Si l'appareil est étalonné, on en déduit la concentration volumique instantanée de l'aérosol pour un débit donné.

On remarque : que la chambre de mesure est :

- Soit adaptée d'un point de vue aérodynamique et assure un écoulement permanent établi. Alors, une partie des particules peut être masquée par d'autres sur le trajet de la lumière et donc ne pas être prise en compte.

- Soit une zone de turbulence qui élimine l'inconvénient précédent, mais qui, en contrepartie, risque de faire compter plusieurs fois une même particule, d'entraîner la formation de dépôts sur les parois de la chambre ou enfin de faire osciller les mesures.

Deux appareils de ce type ont été utilisé dans nos manipulations pour effectuer des contrôles. Ce sont :

- l'Appareil - Sartorius (Allemagne) type SM 16715 *
  capable de mesurer des concentrations de 5.10^2 à 10^8 particules/cm^3, à chambre turbulente et mesure tyndallométrique à 45° par rapport au sens de déplacement des aérosols, à réglage d'échelle automatique.

---

* Prêté gracieusement pendant 3 semaines par la Société Sartorius France.

II - APPAREILS ET APPAREILLAGES DE LABORATOIRE

I - Mesures et appareils d'analyse directe des aérosols

Il s'agit ...

C'est une méthode mesurant l'opacité ou l'albédo d'un dépôt d'aérosol recueilli soit sur un filtre (débit forcé), soit sur un support spécial ...

Un tel système permet de connaître des paramètres dans la zone de pollution pour un étalonnage (ex : chambre d'usine) ou le mesure de l'aérosol à [illegible].

I.2. Photométre

Mesure de la lumière réfléchie, transmise ou diffusée (effet Tyndall) dans une direction donnée, dans une chambre traversée par l'aérosol en suspension. Cette intensité correspond à un certain volume d'aérosol.

Si l'appareil est étalonné, on en déduit la concentration volumique instantanée de l'aérosol pour un débit donné.

Un exemple : que la chambre de mesure est :

- Soit siège d'un point de vue aérodynamique et mesure un écoulement permanent établi. Alors, une partie des particules peut être mesurée par d'autres sur le trajet de la lumière et donc ne pas être prise en compte,

- Soit une zone de turbulence qui élimine l'inconvénient précédent, mais qui, en contrepartie, risque de faire coupler plusieurs fois une même particule, d'entraîner la formation de dépôts sur les parois de la chambre ou enfin de faire osciller les mesures.

Deux appareils de ce type ont été utilisés dans nos manipulations :

- L'Appareil - Sauterius (Allemagne) type SM 12512 *

capable de mesurer des concentrations de 5.10^{-2} à 10^{3} particules/cm^{3}, à chambre turbulente et mesure synchronisée à 45° par rapport au sens de déplacement des aérosols, à réglage d'échelle automatique.

* Fréquemment pendant 3 semaines par la Société Sauterius Essen.

- l'Appareil Air Technique Incorporated (USA) type TDA 2C capable de mesurer des concentrations de 5.10^2 à 10^6 particules/cm^3, à chambre turbulente et mesure par transmission dans le sens de déplacement des aérosols, à réglage d'échelle manuel.

Les résultats donnés par les deux appareils ont été en tous points comparables, la technologie du premier assurant une meilleure fiabilité.

1.3. Spectrophotomètre

Le principe de départ est le même que pour le photomètre, mais de plus la sensibilité est ajustable de façon à ne compter que les particules de diamètre supérieur à une certaine valeur, qui peut descendre jusqu'à 0,3µ.

Les différences entre les mesures à différentes sensibilités permettent d'établir un spectre granulométrique.

Pour assurer la précision de la mesure, il faut être sûr de compter les particules une à une, ce qui nécessite l'utilisation d'un aérosol de très faible concentration (contrôle des salles blanches) ou d'un aérosol dilué au préalable dans un grand volume d'air propre, avec tous les risques de pertes et d'agglomérations que cela implique.

1.4. Quelques appareillages spéciaux

1.4.1. Scintillomètre, Compteur de particules.

Le principe est celui de l'analyse spectrale de flamme d'une seule particule à la fois. L'appareil mesure l'intensité lumineuse correspondant à la dimension "volumique" de la particule, au besoin, il peut analyser le spectre atomique et assurer l'étude qualitative de l'aérosol. En fait, il est surtout intéressant pour sélectionner quantitativement un aérosol de nature donnée.

Là encore, la concentration de l'aérosol doit être faible.

1.4.2. Détecteurs de radioactivité

Ils n'entrent pas dans le domaine de cette étude ; il est à remarquer toutefois qu'ils peuvent être utilisés pour détecter des "traceurs", c'est-à-dire des particules "dopées" qui sont lachées depuis un émetteur et dont on veut retrouver la trace pour déterminer la zone de nuissance.

2 - Exigences relatives aux supports de prélèvement en vue d'analyse

Le support de prélèvement doit faciliter l'analyse ultérieure et éviter tout risque d'interférences.

2.1. Observations et analyses au microscope

L'aérosol capté doit être supporté par une plaque de verre ou de métal poli pour le microscope optique et par une grille adaptée, en général recouverte d'un film de carbone, pour le microscope électronique. Cette grille peut-elle-même être disposée sur un support métallique plan ou de faible courbure sans entraîner les perturbations locales qui seraient par exemple provoquées sur un support poreux.

2.2. Analyse de la composition chimique

L'aérosol peut être analysé directement sur son support ou nécessiter une dissolution intermédiaire.

Le support doit donc résister au traitement infligé aux particules (réaction directe ou dissolution) ou être constitué d'un matériau connu de haute pureté chimique, qui n'entraîne pas de risques de transformation, de masque ou d'erreur systématique sur la nature du prélèvement (chromatographie, spectrométrie optique, spectrométrie de masse ou spectrométrie d'émission).

2.3. Conclusion

Le support idéal est constitué par un métal ou un alliage de nature connue, résistant à la corrosion (absence d'impuretés) et poli.

3 - Méthodes et appareils de prélèvement permettant une analyse ultérieure

3.1. Filtres à pores calibrés

Ils retiennent les particules d'un diamètre supérieur à une valeur nominale fonction du calibre des pores, la valeur inférieure étant de l'ordre de 0,05µ.

Ils nécessitent une puissante aspiration et un support grillagé pour éviter la destruction du filtre par la différence de pression, grâce à quoi le débit peut être théoriquement illimité.

L'adjonction d'un second filtre en série, qui a absorbé, lorsque sa saturation est atteinte, la même quantité de vapeurs que le filtre à particules (compensateur d'humidité), permet de mesurer la masse de poussières recueillies.

Dans certains cas, des contrôles d'opacité ou des mesures colorimétriques peuvent être réalisés directement.

En général, l'analyse qualitative se fait soit en dissolvant le filtre dans un solvant approprié, soit en le brûlant et en traitant les cendres

L'observation au microscope n'est possible que pour des particules de plus de 5µ.

Les inconvénients de ce système sont :

- l'obstruction des pores qui, petit à petit, augmente la perte de charge et diminue le débit
- l'empoussièrement initial inévitable et mal connu
- les impuretés chimiques incluses avant usage.

3.2. Sédimenteur

Il consiste simplement en un récipient qui recueille les retombées de la pollution. Les particules de dimension supérieure à 20µ sédimentent en air agité, de 2 à 20µ en air calme et au-dessous de 1µ les particules sont précipitées par les gouttes de pluie ou les flocons de neige.

La pesée n'est représentative que pour les particules de plus de 10µ.

Les eaux de pluie recueillies dissolvent certains sédiments que l'on peut analyser (méthode du Laboratoire de Paris).

Compte tenu des conditions et des temps de prélèvement, les résultats ne présentent qu'un aspect qualitatif et très approximatif de la pollution due aux aérosols.

3.3. Centrifugateur

Les particules sont sélectionnées en fonction de leur masse par force centrifuge sur les parois d'une chambre cylindrique.

La perte de charge est relativement faible (effet cyclone), mais la méthode ne s'applique qu'aux particules de plus de 1 à 2µ.

Suivant le système de récupération des poussières captées, il est possible de peser, de contrôler l'opacité ou plus rarement d'analyser qualitativement et quantitativement.

L'adjonction d'un second filtre en série, après un premier, permet d'améliorer encore cette élimination, la même quantité de réactifs que le filtre à pare - culaire (compensateur d'humidité) permet de mesurer la masse de poussière

Dans certains cas, des conditions d'opacité ou des mesures colorimétriques peuvent être réalisées directement.

En général, l'analyse qualitative se fait soit en dissolvant le filtre dans un solvant approprié, soit en le brûlant et en traitant les cendres

L'observation en microscopie n'est possible que pour des particules de plus de 5µ.

Les inconvénients de ce système sont :

- l'obstruction des pores qui, petit à petit, augmente la perte de charge et diminue le débit
- l'empoussiérage relativement important et mal connu
- les impuretés chimiques inconnues avant usage.

Il convient d'employer un filtre qui recueille les poussières de la pollution. Les particules de dimension supérieure à 20µ sédimentent rapidement par les gouttes de pluie ou les flocons de neige.

Ne peuvent alors représenter que pour les particules de plus de

Les eaux de pluie recueillies dissolvent certains additifs que

Compte tenu des conditions ou des temps de prélèvement, les résultats ne s'appliquent qu'à un espace qualitativement de la pollution du sol.

3.3. Centrifugation

Les particules sont séparées en fonction de leur masse, par force centrifuge sur les parois d'une chambre cylindrique.

La perte de charge est relativement faible (moins cycloné), mais la présence ne s'applique qu'aux particules de plus de 1 à 2µ.

Suivant le système de centrifugation des poussières, il est possible de rejeter, de contrôler l'opacité ou plus rarement d'analyser qualitativement et quantitativement.

Il faut remarquer que la sélection en dimension n'est effective que pour des constituants de même masse volumique.

Le procédé est surtout utilisé en laboratoire pour éliminer les grosses particules afin de permettre l'étude des fines.

Le débit utilisé peut être illimité.

3.4. Elutriateur

C'est un sédimenteur très soigné : les particules sont sélectionnées en fonction de leurs vitesses de sédimentation dans un flux laminaire à très faible vitesse d'entraînement.

Suivant les paramètres, l'efficacité peut être bonne pour des diamètres inférieurs à 0,1µ. Mais la vitesse du flux (de l'ordre du mm/s) n'autorise que de très faibles débits difficiles à réaliser et à régulariser. Ce procédé ne convient que pour de forts empoussièrements ou le calibrage de poudres.

3.5. Impacteurs en cascade

Des jets d'air pollué issus de gicleurs calibrés sont projetés sur des plaques enduites d'un gel destiné à retenir les particules. Suivant la vitesse du jet et la distance du gicleur à la plaque, les forces d'inertie mises en jeu varient et permettent de sélectionner les particules suivant leur masse. La limite inférieure est plus basse que celle obtenue par centrifigation (de 0,2 à 0,5µ suivant les constructeurs).

Le diamètre des gicleurs limite les débits de 1 à 10 l/mn.

Le réentraînement dû au jet, malgré le gel de retenue, ne permet pas de prélèvement trop long; ce qui limite pratiquement l'appareil à l'étude de la granulométrie instantanée et encore à la condition que la masse volumique soit constante (applicable aux poudres).

3.6. Précipitateur thermique

Les forces mises en jeu pour précipiter l'aérosol sont dites radiométriques ; elles sont indépendantes de la masse volumique. L'agitation thermique des molécules présente une direction priviligiée suivant le gradient énergétique de température (thermophorèse) ou de rayonnement (photophorèse). Les particules assez petites (submicroniques) pour être sensibles à ce bombardement vont être repoussées de la source "chaude" vers une paroi "froide".

Le débit d'aérosol est analogue à celui de l'élutriateur mais il peut être réalisé par convection thermique.

Le spectre dimensionnel est indépendant de la nature des particules, ce qui présente un sérieux avantage sur les systèmes à inertie.

3.7. Précipitateur électrostatique

Les particules captent des charges électriques dans une zone où existe une densité de charge spatiale, puis elles sont précipitées sur une électrode sous l'action d'un champ électrique.

Pour des particules de dimensions supérieures au micron, la charge acquise est proportionnelle au carré du rayon et varie peu avec la permittivité relative de l'aérosol. La sélection dimensionnelle est donc là aussi à peu près indépendante de la nature des particules.

Dans le cas des submicroniques, la charge est en première approximation proportionnelle au rayon, mais dépend aussi étroitement du temps de charge. La moindre turbulence dans le débit d'aérosol va entraîner une dispersion sur la charge acquise par des particules d'une dimension donnée, à moins de laisser ces dernières séjourner suffisamment longtemps dans la zone de charge spatiale avant de les soumettre au champ de précipitation. On peut espérer alors obtenir une sélection dimensionnelle complète.

Bien qu'elles soient très supérieures aux forces de pesanteur ou d'inertie pour des particules de diamètres inférieurs à 20μ, les forces de Coulomb donnent des vitesses petites par rapport à celles que le gaz peut facilement atteindre dans un mouvement turbulent, ce qui peut perturber la précipitation.

En conséquence, le débit ne doit donc pas dépasser la limite supérieure du régime laminaire ou susceptible de le devenir (Nombre de Reynolds voisin de 2000), soit un débit maxi de 100 l/mn pour une conduite circulaire de 4cm de diamètre.

La perte de charge aérodynamique est insignifiante, l'énergie requise pour la charge et la précipitation des particules reste très faible (quelques watts).

3.8. A titre indicatif : tamis calibré en cascade

Appareil à faible débit, assez analogue à l'impacteur en cascade où les gicleurs sont remplacés par des orifices donnant sur des tamis calibrés.

Il est surtout utilisé pour fixer les particules vivantes de l'atmosphère, les plaques de retenue étant des boites de Petri.

4 - Conséquences sur le choix d'une méthode de prélèvement

4.1. Récapitulation des problèmes posés par le CEA

D'après les quelques rappels relatifs à la pollution atmosphérique, il apparaît indispensable de pouvoir prélever des poussières dans des temps très courts ou sur des périodes au plus égales à 24 H.

La quantité d'aérosol ainsi prélevée doit pouvoir être analysée qualitativement et quantitativement, c'est-à-dire être supérieure ou égale à 10 mg (valeur donnée par le groupe PAROM [6] en automne 71), soit avec un empoussièrement moyen (à Grenoble) de 200 $\mu g/m^3$, un volume de 50 m^3 d'air atmosphérique en 24 H; les méthodes de prélèvement à faible débit sont alors éliminées (sédimentation, élutriation, précipitation thermique).

Il paraît souhaitable d'obtenir une séparation dimensionnelle des particules dans la gamme de 0,1 à 10μ, dans l'intervention de paramètres secondaires. Le précipitateur thermique serait idéal si le débit d'aérosol y était suffisant ; les systèmes à inertie n'agissent que sur les particules supérieures à 1μ et dépendent de leur masse volumique. Le filtre ou la sédimentation n'apporte aucune sélection.

Pour fonctionner de façon autonome pendant 24 H, l'énergie requise pour le prélèvement doit être faible, tout en assurant le débit nécessaire.

4.2. Avantages du précipitateur électrostatique

1°/ Particules prélevées

Contrairement aux systèmes à inertie, toutes les dimensions de particules peuvent être prélevées.

2°/ Volume traité dans un temps donné

S'il est inférieur à celui des systèmes à inertie et peut être au filtre, il est supérieur au précipitateur thermique et aux sédimenteurs.

3°/ Energie nécessaire

Pratiquement, c'est le débit d'aérosol qui l'impose, sans perte de charge aérodynamique (ni filtre, ni diaphragme, ni effet cyclone) et donc sans échauffement.

[illegible] sphère, les plaques de [illegible] étant des boîtes de Petri.

4 - Conséquences sur le choix d'une méthode de prélèvement

4.1. Récapitulation des problèmes posés par le CEA

D'après les quelques rappels relatifs à la pollution atmosphérique, il apparaît indispensable de pouvoir prélever des poussières dans des temps très courts ou sur des périodes au plus égales à 24 h.

La quantité d'aérosol ainsi prélevée doit pouvoir être analysée qualitativement et quantitativement, c'est-à-dire être supérieure ou égale à 10 mg (valeur donnée par le groupe ARDON [6] en automne 71), soit avec un empoussièrement moyen (à Grenoble) de 200 µg/m³, un volume de 50 m³ d'air atmosphérique en 24 H; les méthodes de prélèvement à faible débit sont alors éliminées [illegible].

Il paraît souhaitable d'obtenir une séparation dimensionnelle des particules dans la gamme de 0,1 à 10µ, dans l'intervalle des paramètres secondaires. Le précipitateur thermique serait idéal si le débit d'aérosol y était suffisant ; les systèmes à inertie n'agissent que sur les particules supérieures à 1µ et dépendent de leur masse volumique. Le filtre ou la sédimentation [illegible].

[illegible] pour le prélèvement doit être faible, tout en assurant le débit nécessaire.

4.2. Avantages du précipitateur électrostatique

1°/ Particules prélevées

Contrairement aux systèmes à inertie, toutes les dimensions de particules [illegible].

2°/ Volume traité dans un temps donné

S'il est inférieur à celui des systèmes à inertie et peut être au filtre, il est supérieur au précipitateur thermique et aux [illegible].

3°/ [illegible]

[illegible] change aérodynamique (ni filtres, ni diaphragmes, ni effet cyclone) et [illegible].

4°/ Support de prélèvement

C'est une électrode métallique qui peut être plane, donc facile à utiliser pour une analyse ultérieure.

5°/ Présélection des particules

La sélection ne dépend que de la dimension des particules, la permittivité n'intervenant que dans un facteur de 1 à 3, performance que l'on n'obtient autrement qu'avec le précipitateur thermique.

5 - Appareils de prélèvement électrostatique disponibles dans le commerce

5.1. Appareils sans séparation dimensionnelle

5.1.1. Enumération

Même sans sélection, la précipitation électrostatique présente des avantages : perte de charge négligeable et prélèvement de toutes les dimensions d'aérosol.

Les constructeurs en ont tenu compte pour réaliser des préleveurs à fort débit, on peut citer :

- DEL Electronics ESP 100 traitant 700 l/mn à pointe ionisante positive, le prélèvement est fait sur les deux faces d'un cylindre creux.
- MSA Electrostatic Sampler 08-48295 traitant 100 l/mn, à pointe ionisante.
- Bendix Electrostatic Air Sampler Kit 959 traitant de 100 à 250 l/mn, à pointe ionisante et prélèvement sur la face interne d'un tube.

5.1.2. Expérimentation du DEL Electronic ESP 100

1°/ Description

Voir planche AII.1. En amont, une pointe assure une décharge couronne positive ; en aval, la précipitation se fait sur les faces interne et externe d'une électrode collectrice (double condensateur cylindrique.)La même tension alimente la pointe et les électrodes de précipitation.

2°/ Contrôle de la qualité du prélèvement

Un aspirateur Hurrucane(USA)à grand débit au travers de 2 filtres à pores calibrés est monté à l'aval du DEL pour contrôler l'efficacité. Les 2 filtres sont censés retenir le même poids d'humidité, mais seul le filtre amont capte les poussières non précipitées dans le DEL.

4°/ Son mode de précipitation :

C'est une électrode métallique qui [illegible] dans l'eau, donc locale.

5 watts/cm² pour une surface utile.

5°/ Localisation des particules :

La sélection ne dépend que de la dimension des particules, la pénétrativité n'intervenant que dans un facteur de 1 à 3, particulièrement [illegible]

[illegible]

[illegible]

[

Le débit volumique passe de 700 l/mn à 320 l/mn.

L'électrode collectrice du DEL est recouverte d'un film de collodion (transparent) pour faciliter l'observation et la granulométrie au microscope optique.

Filtres et électrodes collectrices sont pesés et observés avant et après les prélèvements de durée variable : $\frac{1}{2}$ H, 1 H et 6 H.

Les résultats sont portés sur la planche A II.2.

Les courbes Fig. 1 représentent les spectres massique et granulométrique des poussières en fonction de leur diamètre, d'après les prélèvements sur l'électrode collectrice du DEL. Ces courbes montrent l'importance relative des conditions de dénombrement (influence de la masse, influence du seuil d'observation).

Les courbes Fig. 2 montrent la diminution du rendement massique de précipitation du DEL dans le temps, à cause des phénomènes de réentraînement et de modification des conditions électriques au fur et à mesure du recouvrement de l'électrode collectrice. Ce sont surtout les grosses particules qui sont affectées, on ne les retrouve pas sur le filtre du Hurrucane car elles sont captées au préalable dans l'aspiration du DEL, par effet cyclone.

Les courbes Fig. 3 et 4 donnent le rendement numérique en fonction de la dimension pour le DEL (comparaison granulométrique avec le filtre aval) et le rendement massique en fonction du temps (comparaison massique avec le filtre aval).

En conclusion, un tel appareil ne fonctionne convenablement que pendant la première demi-heure ou la première heure, c'est-à-dire, que le volume total, que l'on peut traiter sans trop de risques d'erreur, est de 40 m^3 environ.

3°/ Remarques technologiques

Le débit d'air est très turbulent, ce qui assure une forte partie de la précipitation grâce aux forces d'inertie des particules.

La pointe ionisante n'est pas bien centrée, ce qui créée une dissymétrie du champ électrique et de la charge spatiale.

La récupération des poussières précipitées sur la face interne de l'électrode collectrice est très difficile.

5.2. Appareils à séparation dimensionnelle des particules

A l'heure actuelle, seuls sont commercialisés les appareils mis au point d'après les travaux de Whitby. Ils sont plus particulièrement conçus pour la captation des particules submicroniques et ont la particularité de fonctionner à faible pression (environ 1 mbar), la charge et la précipitation des particules étant réalisées dans des chambres séparées.

5.2.1. Remarque : Intérêt d'un "double flux"

L'aérosol est précipité dans l'équivalent d'un condensateur. Pour obtenir des précipités distincts selon le diamètre des particules, ces dernières doivent (à quelques % près), parcourir une même distance dans la direction du champ électrique de précipitation. Il est donc intéressant d'injecter l'aérosol par une buse dont l'écart entre les lèvres soit petit devant l'écart entre les armatures du condensateur.

Mais un jet est instable est tend à remplir complètement l'espace dans lequel il est envoyé. Les tourbillons alors créés ont des vitesses qui peuvent être bien plus élevées que celles dues aux forces de captation des particules et donc perturber la séparation dimensionnelle.

En conséquence, le flux d'aérosol doit être injecté aux mêmes vitesse et pression moyennes qu'un flux "secondaire" de gaz propre qui emplit l'espace entre électrodes du condensateur, gaz identique à celui dans lequel les particules sont en suspension (le plus souvent de l'air).

Tout se passe alors, comme s'il y avait un flux unique de gaz dans lequel les parois et les lèvres de la buse se comporteraient comme un simple obstacle aérodynamique dont le sillage s'amortit aux faibles nombres de Reynolds.

Un tel système est appelé double flux.

5.2.2. TSI Electrostatic Aérosol sampler 3100

Il traite de 0,004 à 0,01 Nl/mn. Il nécessite une pompe à vide assurant une pression absolue de 0,7 à 1 mbar. Il fonctionne avec le seul flux d'aérosol.

Aucune caractéristique d'étalonnage n'est encore fournie par le constructeur, mais la conception de l'appareil peut faire douter de la séparation ainsi que nous le verrons dans la partie D.

5.2.3. TSI : Appareil de Whitby [7]

Les conditions de débit et de pression sont identiques à l'appareil précédent.

L'aérosol est d'abord chargé dans une chambre d'ionisation, puis injecté par une buse annulaire dans un condensateur cylindrique (le précipitateur) à la même vitesse et à la même pression qu'un débit d'air propre.

La fraction d'aérosol non précipitée sur l'électrode intérieure du précipitateur est recueillie sur un filtre aval.

Whitby a mis au point cet appareil dans le but de prélever des aérosols submicroniques avec séparation dimensionnelle. En fait, les résultats publiés par Herling [8] et Flosch [9] ne sont pas excellents.

5.2.4. Résultats d'essais de séparation d'aérosols

1°/ Essais de Challande [10] (1955)

Challande utilise un appareil à chambre unique de charge et de précipitation et un aérosol polydispersé de 0,05μ à 5μ. Il constate, en fonction des conditions de précipitation, que les particules les plus difficiles à capter sont de l'ordre de 0,25μ. Il n'obtient pas de séparation effective suivant les dimensions.

2°/ Essais de Cochet [11] (1960)

Les particules sont préchargées avant d'être précipitées dans un condensateur cylindrique. Au début de la précipitation, on trouve des particules de toutes les dimensions, à la fin il n'y a que des sphérules dont les diamètres sont de l'ordre de 0,1μ.

3°/ Essais d'Herling [8] (1968)

Les particules ont des rayons de 0,05 à 0,5μ. Les essais montrent que les particules de 0,25μ semblent les plus difficiles à précipiter, mais les particules de 0,1μ et moins sont captées sur toute la longueur de précipitation.

4°/ Essais de Flesch [9] (1970)

Les résultats sont semblables à ceux d'Herling : les dernières particules précipitées sont celles de 0,2μ, les sphérules de moins de 0,1μ couvrent toute la longueur de précipitation. Les résultats sont analogues avec un aérosol atmosphérique.

1°\ Essais de Chalonge [10] (1955)

Chalonge utilise un appareil à chambre unique. La charge en particules et un aérosol polydisperse de $0,05\mu$ à 5μ. Il constate, en fonction des conditions de précipitation, que les particules les plus difficiles à capter sont de l'ordre de $0,25\mu$. Il n'obtient pas d'efficacité

2°\ Essais de Cooper [11] (1960)

Les particules sont précipitées avant d'être précipitées dans un condenseur cylindrique. Au début de la précipitation, on trouve des particules aux deux extrémités, à la fin il n'y a que des agglomérats dont la taille de $0,5\mu$.

3°\ Essais d'Derlyng [12] (1960)

Les particules ont des rayons $< 0,05$ à $0,5\mu$. Les semi-monodisperses que les particules de $0,25\mu$ semblent les plus difficiles à précipiter, mais les particules de $0,1\mu$ et moins sont capturées avec moins de rendement de précipitation.

4°\ Essais de Ellison [13] (1955)

Les résultats sont semblables à ceux d'Derlyng : les particules précipitées sont celles de $0,2\mu$, les efficacités de toutes les $0,1\mu$ couvrent toute la longueur de précipitation. Les résultats sont donnés avec un aérosol monodisperse.

5.3.3. Essais à basse pression [7] :

Les conditions de débit et de pression sont identiques à l'appareil précédent.

L'aérosol est d'abord chargé dans une chambre d'ionisation, puis injecté par une buse annulaire dans un condenseur cylindrique (le précipitateur) à la même vitesse et à la même pression qu'un débit d'air propre.

La fraction d'aérosol non précipitée sur l'électrode interne du précipitateur est recueillie sur un filtre absolu.

Whitby a mis au point cet appareil dans le but de vérifier des aérosols submicroniques avec séparation dimensionnelle. En fait, les résultats publiés par Herlin, S. et Ellison [9] ne sont pas excellents.

6 - Conclusion : conception d'un appareil électrostatique

6.1. Caractéristiques générales

Compte tenu des impératifs de l'analyse de la pollution et des appareils de prélèvement existants, il apparaît qu'il serait intéressant de concevoir un système assurant :

- le traitement d'un volume d'air normal de 10 à 100 m^3 en 24 H (nombre de Reynolds voisin de 2000 et faible section de passage du flux d'air).
- Une séparation dimensionnelle des particules, donc un système à deux flux isocinétiques (Cf. appareil de Whitby).
- La possibilité d'observer et d'analyser les précipités facilement et rapidement.
- Un encombrement et un coût minimaux, ainsi que la possibilité de fonctionnement autonome (in situ).

6.2. Appareil à chambre unique de charge et de précipitation

Challande[10] a étudié un tel appareil dans lequel l'aérosol pénétrait dans toute la section de la chambre, donc avec une dispersion initiale maximale de l'aérosol ; il semblait intéressant d'en reprendre l'étude avec un système de double flux, le système à chambre unique paraissant plus simple d'un point de vue conceptuel que celui à chambres séparées.

En fait, l'étude expérimentale montre que les perturbations aérodynamiques induites par la décharge couronne rendent impossible la sélection dimensionnelle de l'aérosol (voir partie C).

6.3. Appareil à chambres de charge et de précipitation séparées

Hewitt [12] en 1957, Langer [13] en 1963 et Whitby [7] en 1966 ont étudié de tels appareillages.

Langer a éprouvé de sérieuses difficultés avec la chambre de charge, Hewitt et Whitby ont utilisés de trop faibles débits d'aérosol pour permettre l'analyse ultérieure complète d'un aérosol atmosphérique, mais tous ces chercheurs ont obtenus une séparation dimensionnelle.

3 - Choix d'un système d'une source d'énergie mixte

3.1. Caractéristiques générales

Compte tenu des impératifs de l'analyse de la pollution et des capacités de prélèvement envisagés, il apparaît qu'il serait intéressant de concevoir un système comprenant :

- le traitement d'un volume d'air normal de 10 à 100 m^3 en 24 h (nombre de Reynolds voisin de 2000 et faible section de passage de flux d'air),
- Une séparation thermomagnétique des particules, donc un système à deux flux isothermiques (Cf. appareil de Whitby),
- La possibilité d'observer et d'analyser les particules facilement et rapidement,
- Un encombrement et un coût maximum, ainsi que la possibilité de fonctionnement autonome (in situ).

3.2. Appareil photographique de chasse et de prélèvement

Chamberlin [10] a décrit un tel appareil dans lequel l'aéros à prélever traité dans toute la section de la chambre, donc avec une dispersion initiale maximale de l'échantillon ; il semblait intéressant d'en rendre l'étude avec un système de double flux, le premier à chambre ouloue fonctionnant plus rapidement d'un point de vue conceptuel que celui à chambres séparées.

mentaire traitée par la recherche conduisant finalement à solution

3.3. Appareil photographique de capture et de prélèvement séparés

Whitby [12] en 1957, Langer [13] en 1963 et Whitby [7] en 1964 ont étudié de tels appareils.

Langer a éprouvé de sérieuses difficultés avec la chambre de chasse

L'étude d'appareillages analogues munis de perfectionnements afin de les rendre plus performants est faite dans la partie D et débouche sur un appareil répondant aux charges imposées.

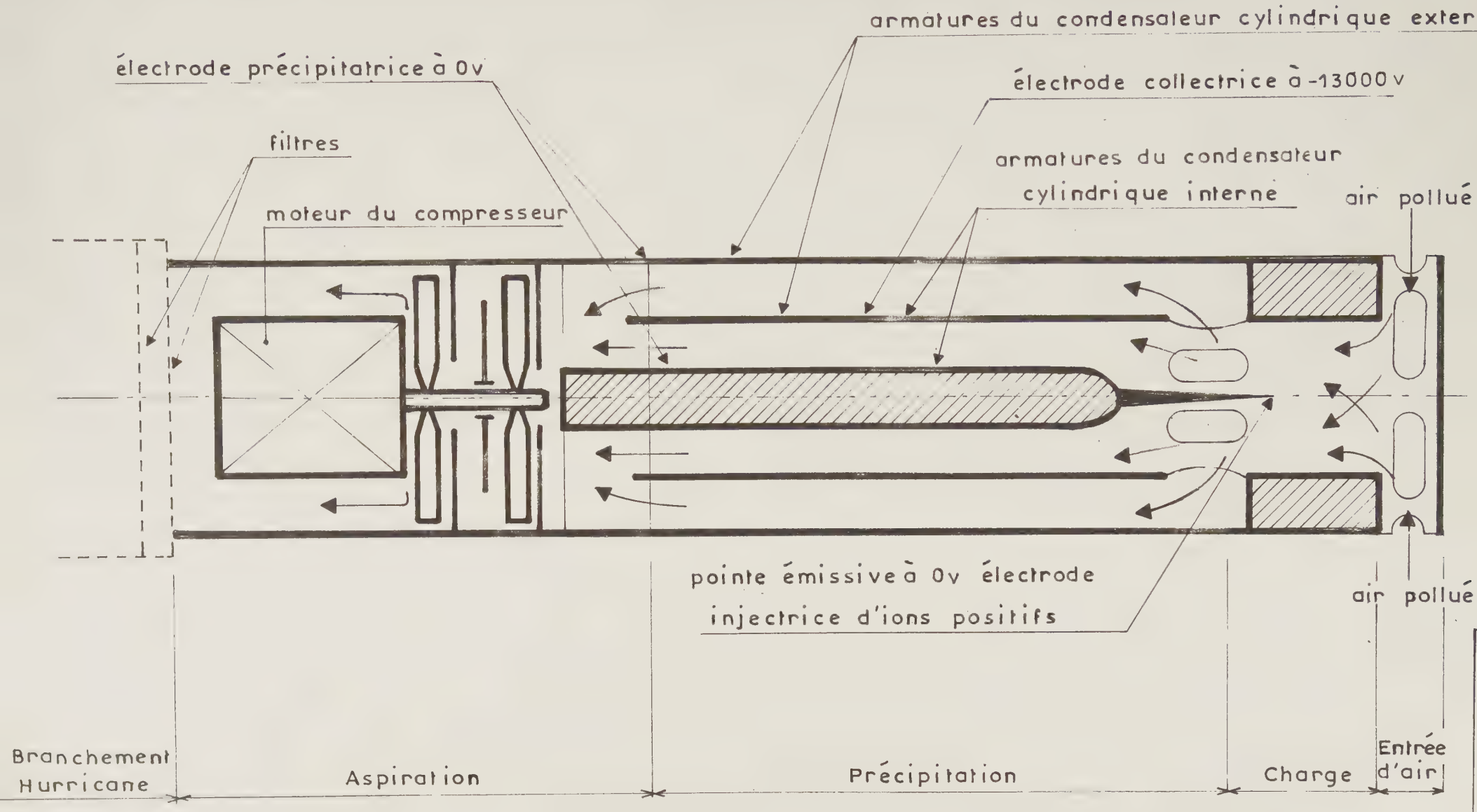


Schéma du DEL ESP 100

Précipitateur électrostatique de la DEL Electronics (USA)

Planche AII1

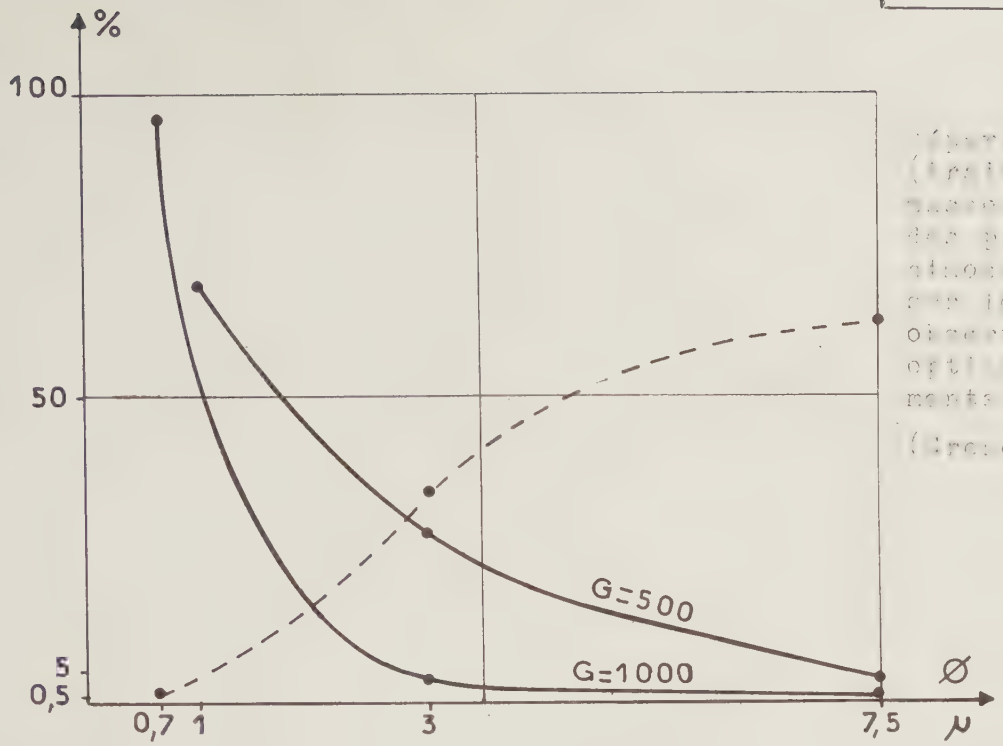


Fig.1

Répartition en nombre (trait plein) et en masse (trait pointillé) des particules de l'air atmosphérique recueillies sur le DEL ESP 100 et observées au microscope optique (grossissements 500 et 1000)

(Grenoble, Juin 1[illegible])

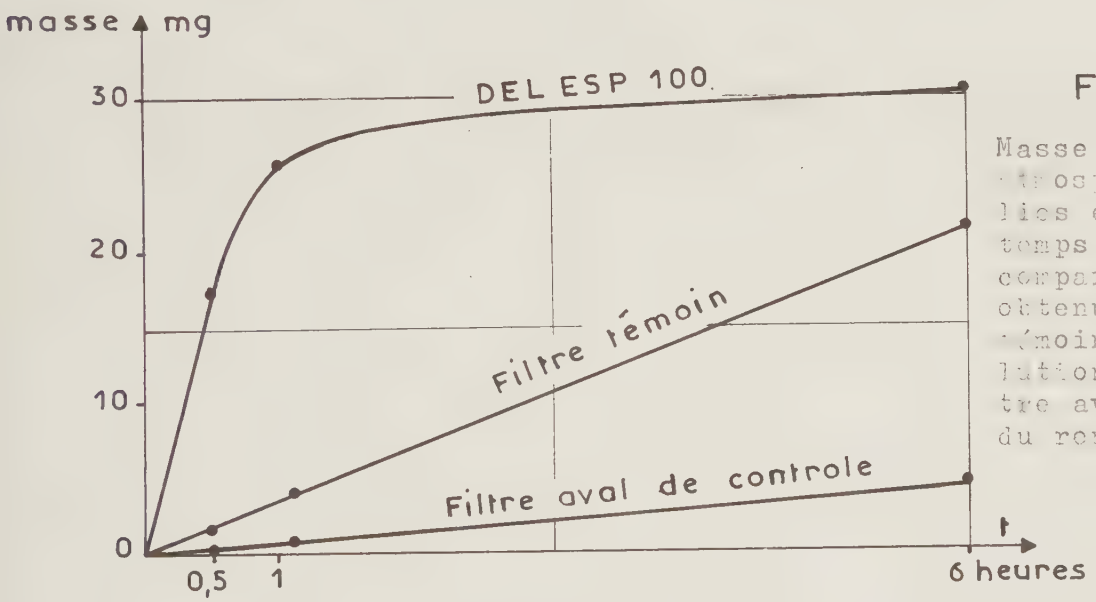


Fig.2

Masse de poussières atmosphériques recueillies en fonction du temps sur le DEL ESP 100 comparée aux masses obtenues sur un filtre témoin du taux de pollution et sur un filtre aval de contrôle du rendement.

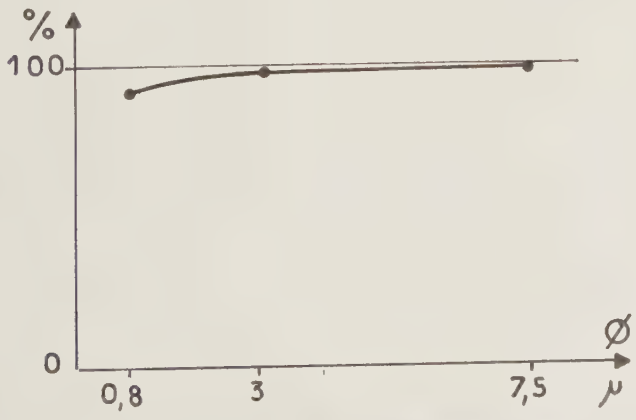


Fig.3 Rendement du DEL ESP 100 en fonction du diamètre Ø des particules atmosphériques pendant la première demi-heure de fonctionnement.

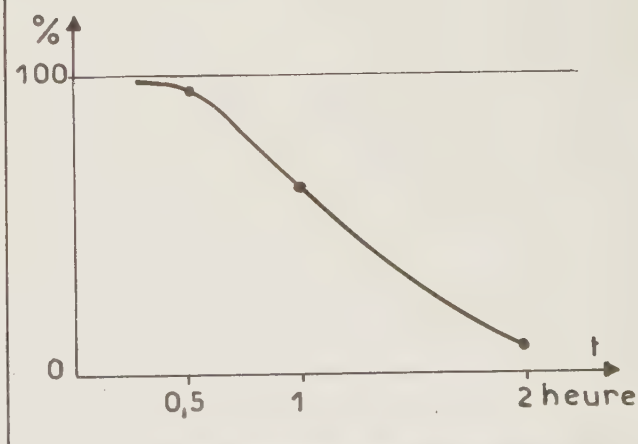


Fig.4 Rendement du DEL ESP 100 en fonction du temps

PARTIE B

CALCULS DES ELEMENTS D'UN PRECIPITATEUR ELECTROSTATIQUE

INTRODUCTION A LA PARTIE B

Si l'on sait pratiquement déterminer les paramètres d un champ électrique affecté d'un flux d'ions unipolaires [20] , les avis des chercheurs sont plus partagés en ce qui concerne l'acquisition de charges électriques par les aérosols, même simplement considérés comme sphériques.

La théorie et les résultats expérimentaux ne concordent que pour des sphères de rayon supérieur au micron et des champs électriques élevés, ce qui permet de négliger l'apport de charge par diffusion.

La loi de charge est l approximation d'un phénomène discontinu où le champ électrique, si faible soit-il, joue un rôle important dans la répartition locale de charge spatiale et le mode d'acquisition de charges par la sphérule.

Suivant les chercheurs, PAUTHENIER [14] , CHALLANDE [10], COCHET [11] WHITBY [15,16] , MURPHY [17] , BROCK [18,19] , etc..., le champ électrique, le libre parcours moyen des ions, la force-image ont des importances diverses ou peuvent être négligés pour la détermination d'une loi de charge.

Les derniers résultats expérimentaux font appel à un champ électrique alternatif (sinusoïdal ou à créneaux), dont la répercussion sur la densité de charge spatiale et le mode de charge n'est guère approfondie par les expérimentateurs.

L'aspect aérodynamique du problème de la charge des particules n'est jamais considéré par les expérimentateurs, HEWITT [12] , WHITBY [15] , HERLING [8] , FLESCH [9] .

NOTATION UTILISEE ET UNITES

Le système d'unités employé est le système de Giorgi rationalisé (système international) sauf spécifications

a	rayon de la sphérule	mètre	
a'		micron	
A	grandeur a dimensionnelle définie en II 72	–	1
B	mobilité aérodynamique d'une sphérule	seconde/Kg	
c	vitesse d'une particule (élémentaire)	m/s	
$\bar{c}$	moyenne quadratique des vitesses c		2
C	coefficient de contraction	–	
C_1	coefficient de contraction du convergent		
C_2	coefficient de contraction du carter profilé		
d	distance entre les électrodes planes de la zone de charge de l'ioniseur	mètre ou millimètre	
e	charge élémentaire	$1,6.10^{-19}$ C	
E	champ électrique	volt/m	
E*	E adimensionnel	—	
E_a	E dans la zone de charge des aérosols	volt/m	
E_i	E dans la zone de décharge couronne		
E_o	E sur l'émetteur d'ions		
E_1	E sur le récepteur d'ions		
E_m	champ moyen		
E_n	champ radial de la surface de la sphérule		
E_{ap}	moyenne algébrique de E dans l'ioniseur		
E_p	champ de précipitation		
E_f	champ induit par le faisceau de sphérules		
f	fréquence	hertz	
f^{-1}	période relative à la fréquence	seconde	
F	force de coulomb	Newton	
g	accélération de la pesanteur	9,81 m^2/s	
h	hauteur ou distance de précipitation	mètre ou millimètre	

1 le trait signifie sans dimension

2 le blanc signifie même dimension que ci-dessus

a	rayon de la sphérule	mètre
a'		rayon
A	grandeur adimensionnelle définie en II.72	—
B	mobilité aérodynamique d'une sphérule	seconde/kg
c	vitesse d'une particule (élémentaire)	m/s
$\bar{c}$	moyenne quadratique des vitesses c	
C	coefficient de correction	—
C_c		
d	distance entre les électrodes planes ou la zone de	mètre
e	charge élémentaire	$1,6.10^{-19}$ C
E		
E	E dans la zone de charge des cations	volt/m
E_d	E dans la zone de décharge cathodique	
E_0	E sur l'électrode d'ions	
E_1	E sur le récepteur d'ions	
E_n	champ réduit de la surface de la sphérule	
E_p	champ de précipitation	
E_s	champ limite pour le phénomène de saturation	
f	fréquence	hertz
f_{-1}	période relative à la fréquence	seconde
F	force de coulomb	Newton
g	accélération de la pesanteur	$9,81\ m/s^2$
h	hauteur ou distance de précipitation	mètre ou millimètre

1 le trait signifie sans dimension

2 le blanc signifie même dimension que ci-dessus

i	courant d'ionisation par unité de longueur	A/m
i^*	i adimensionnel	—
I_i	courant d'ionisation	A ou μ A
I_a	courant de charge de l'aérosol	
I_b	courant de fuite de la buse	
I_p	courant de fuite de la chambre de précipitation	
j	densité de courant	A/m^2
j^*	j adimensionnel	—
k	constante de Boltzmann	$1,38.10^{-23}$ V.c/°K
l	longueur adimensionnelle du convergent	—
l_o	longueur adimensionnelle de la buse	
l_1	longueur adimensionnelle dans le calcul du carter profilé	
l_c	largeur de la zone de charge	mètre ou millimètre
l_p	largeur de la chambre de précipitation	
L_c	longueur de la zone de charge	
L_p	longueur de la chambre de précipitation	
M	coefficient de Mullikan	—
n	nombre de charges élémentaires e acquises par une sphérule	
n_s	nombre de charges de saturation d'une sphérule	
N	densité numérique de charge spatiale	m^{-3}
N_a	N loin d'une singularité électrostatique	
$\mathcal{N}$	densité superficielle de sphérules	m^{-2}
p	rapport de n sur n_s	—
P	force de pesanteur	Newton
q	densité de charge spatiale = N x e	c/m^3
q^*	q adimensionnelle	—
q_o	q sur l'émetteur	c/m^3
q_1	q sur le récepteur	
Q	débit de gaz	m^3/s ou l/mn
Q_a	débit d'aérosol	
Q_p	débit d'air propre	
Q_t	débit total	
r	coordonnée sphérique ou cylindrique	m ou mm
r^*	r adimensionnel	—
r_o	r sur la frontière de l'émetteur	m ou mm
r_e	rayon géométrique de l'électrode injectrice	

r_i	rayon électrique de l'électrode injectrice	m
r_c	rayon cylindrique ou cylindrique	m
S	surface totale	m^2
S_p	surface d'aérosol	m^2
S_r	surface de gaz	m^2/s ou l/mn
t	sur le récepteur	
t_e	sur l'émetteur	cm^3
t_i	instantané	
U	tension de charge ephtale = N x e	cm^3
V	vitesse de pesanteur	
V_e	rapport de n sur n_e	
V_p	vitesse superficielle de migration	
W	W join d'âge chimiquement électrostatique	
n_s	nombre de charges de saturation d'une sphérule	
n	nombre de charges élémentaires e acquises par une sphérule	
n_p	coefficient de Mellikan	
n_s	nombre de charge élémentaire e acquises par une sphérule	
n	longueur de la zone de charge	
n_p	longueur de la chambre de précipitation	
n_s	longueur de la zone de charge	mètre ou millimètre
n	longueur adimensionnelle de convergent	
n	longueur adimensionnelle de la buse	
n	longueur adimensionnelle dans le cadrul du cuvier profil6	
n	constante de Boltzmann	$1,38.10^{-23}$ V.c/°
n	densité de courant	A/m^2
n	courant de fuite de la chambre de précipitation	
n	courant de charge de l'aérosol	
n	courant d'ionisation	A ou μA
n	courant d'isolation par unité de longueur	A/m

R	Résistance de l'air	Newton
$\mathcal{R}$	Nombre de Reynolds	—
S	Section ou surface	m^2 ou mm^2
S_a	Section de passage de l'aérosol	
S_b	Section de la buse d'injection	
S_c	Surface de charge	
S_p	Section du passage de l'air propre	
S_t	Section de la chambre de précipitation	
t	temps	seconde
t^*	temps adimensionnel	—
t_c	temps de charge	seconde
t_i	temps de transit des ions	
t_s	temps d'acquisition de n_s	
t_p	temps de précipitation des sphérules	
T	température absolue	°K
U	tension électrique	volt
U_o	tension de l'émetteur	
U_1	tension du récepteur	
U_i	tension d'ionisation	
U_e	tension appliquée à une électrode de la zone de charge (récepteur)	
U^*	U adimensionnel	—
U_p	tension de précipitation	volt
v	vitesse débitante dans la chambre de précipitation parallèle à l'axe des x	m/s
v_a	vitesse moyenne de l'aérosol dans la zone de charge (parallèle à l'axe des x)	
w	énergie adimensionnelle	—
x, y, z	coordonnées cartésiennes	mètre
xp	abcisse de captation	
α	coefficient équivalent à une tension électrique	volt
α^*	α adimensionnel	—
β	énergie potentielle adimensionnelle	$\frac{n e^2}{4 \Pi \epsilon_o k T}$

S_a	Section de passage de l'aérosol
S_b	Section de la buse d'injection
S_c	Surface de charge
S_p	Section du passage de l'air propre
S_t	Section de la chambre de précipitation
t	temps
t_c	temps de charge
t_i	temps de transit des ions
t_s	temps d'acquisition de n_s
t_p	temps de précipitation des sphériques
T	température absolue
U	tension d'alimentation
U_c	tension de charge
U_i	tension d'ionisation
U_p	tension appliquée à une électrode de la chambre de précipitation (précipitateur)
U_{pj}	U optimum
U_p	tension de précipitation
v	vitesse débitante dans la chambre de précipitation parallèle à l'axe des x
v_x	vitesse moyenne de l'aérosol dans la zone de charge (parallèle à l'axe des x)
w	
x	
Y	
z	
ε_0	nombre de capacités
α	coefficient équivalent à une tension électrique
α^*	adimensionnel

γ	coefficient lié à la permittivité relative	$\frac{3\epsilon}{\epsilon + 2}$
δ	coefficient lié à la permittivité relative	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$
ϵ_o	permittivité du vide (ou de l'air)	$\frac{1}{36\ \pi\ 10^9}$
ϵ	permittivité relative des sphérules	—
ε	erreur de l'abcisse de captation due à la pesanteur	%
η	viscosité dynamique de l'air	Poiseuille
θ	coordonnée sphérique	radian
λ	libre parcours moyen des ions	m
μ	mobilité des ions	$m^2/v.s$
ρ	masse volumique des sphérules	Kg/m^3
σ	densité de charge superficielle	c/m^2
τ	temps d'acquisition de la première charge par diffusion	seconde
τ_s	constante de temps (charge due au champ)	seconde
φ	perte d'aérosol	%
$\Delta\xi$	erreur relative de ξ	$\frac{\Delta\xi}{\xi}$

I. INTRODUCTION

CREATION D'UNE DENSITE DE CHARGE SPATIALE UNIPOLAIRE

Ces particules d'aérosol ne doivent pas être détruites ou modifiées en acquérant des charges électriques.

La charge doit être unipolaire pour éviter les recombinaisons et la perte de particules neutres.

Ces conditions font éliminer la création d'une charge spatiale par une source radioactive, génératrice de rayons à haute énergie et de paires d'ions des deux signes.

La charge d'espace est créée par effet Couronne, les constituants en sont des ions gazeux de masses analogues à celles des molécules dont ils proviennent. Sous l'action d'un champ extérieur, ces ions sont accélérés mais atteignent presque instantanément une vitesse-limite moyenne, en échangeant l'énergie cinétique acquise avec les molécules du gaz environnant. L'énergie cinétique résultante reste très faible et ne saurait affecter les aérosols.

Deux types de configuration d'électrodes sont envisagés pour réaliser la charge spatiale :

- Fil dans l'axe d'un cylindre de révolution (correspondant à l'appareil à chambre unique)
- Grille plane, face à un plan parallèle (correspondant à un certain type de chambre d'ionisation dans l'appareil à chambres séparées).

HYPOTHESES GENERALES DE CALCUL

- Les constituants de la charge spatiale sont des ions unipolaires porteurs d'une charge élémentaire unique et supposés tous identiques.

- Les particules à charger sont ramenées à des sphères de rayon a et désignées sous le nom de sphérules.

- Les sphérules sont suffisamment éloignées l'une de l'autre pour négliger toute action mutuelle.

- Avant de pénétrer dans la zone de charge, les sphérules ont une charge électrique nulle.

- Les sphérules sont toutes soumises aux mêmes conditions de charge (durée et intensité).

- La charge acquise par une sphérule est uniformément répartie sur la sphérule.

- La charge reçue par une sphérule est uniformément répartie sur la sphère.

- Avant de pénétrer dans la zone de charge, les sphérules ont une charge électrique nulle.

- Les sphérules sont sufisamment éloignées l'une de l'autre pour négliger toute action mutuelle.

- Les particules à charger sont ramenées à des sphères de rayon a et désignées sous le nom de sphérules.

- Les constituants de la charge spatiale sont des ions unipolaires porteurs d'une charge élémentaire unique et supposés tous identiques.

I. CALCUL DES PARAMETRES CORONA

1 - Hypothèses

Les conditions météorologiques sont constantes ou peu variables : température 25 ± 2°C, pression 1 ± 0,02 bar, humidité relative 60 ± 20 %.

La mobilité des ions est supposée constante.

L'effet Couronne est supposé stable et constant. Cette hypothèse est valable dès que le temps de transit des ions entre électrodes est supérieur à la période des impulsions de courant de l'électrode injectrice (quelques microsecondes).

La diffusion naturelle des ions est négligée par rapport à l'action du champ électrique.

Le rôle d'un débit de gaz dans la zone d'effet Couronne est négligé (la vitesse résultante d'entraînement des ions est négligeable devant la vitesse de transit).

2 - Rappel des équations et des conditions de résolution

2.1 - Equations

$$\left.\begin{aligned} \vec{j} &= \mu\ q\ \vec{E} \\ \operatorname{div}\ \vec{j} &= 0 \\ \operatorname{div}\ \vec{E} &= \frac{q}{\epsilon} \\ \vec{E} &= -\ \vec{\operatorname{grad}}\ U \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Ou

$$(\Delta U)^2 + \vec{\operatorname{grad}}\ U\ \ \vec{\operatorname{grad}}\ \Delta U = 0$$

2.2 - Conditions aux limites

FELICI [23,24] et ATTEN [20] ont montré que le problème était bien posé avec les conditions suivantes relatives au point P du domaine étudié :

$U(P) = U_o$ constante $\qquad P \in T_e$

$U(P) = U_1$ constante $\qquad P \in T_r$

$\Delta U(P) = -\frac{g(P)}{\epsilon} \qquad P \in T_e$

1 - Hypothèses

Les conditions météorologiques sont constantes ou peu variables :
température 25 ± 2°C, pression I ± 0,02 bar, humidité relative 50 ± 2% .

La mobilité des ions est supposée constante.

L'effet Couronne est supposé stable et constant. Cette hypothèse est valable dès que le temps de transit des ions entre électrodes est supérieur à la période des impulsions de courant de l'électrode injectrice

La diffusion moléculaire des ions est négligée par rapport à l'action du champ électrique.

Le rôle d'un aérosol de suie dans la zone d'effet Couronne est négligé (la vitesse résultante d'entraînement des ions est négligeable devant la vitesse de transit).

2 - Equations de conditions de résolution

$$\begin{cases} \vec{j} = \mu \rho \vec{E} \\ \operatorname{div} \vec{j} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \\ \vec{E} = -\operatorname{grad} U \end{cases} \qquad (I)$$

$$(\Delta U)^2 + \operatorname{grad} U \cdot \operatorname{grad} \Delta U = 0$$

2,2 - Conditions aux limites

DEUTCH [23,24] et ANTUN [30] ont montré que le problème étudié pouvait bien être résolu avec les conditions suivantes relatives au point P du domaine étudié :

$$\Delta U(P) = -\frac{\rho(P)}{\varepsilon} \qquad \text{pour } P \in T_e$$

$$U(P) = U_1 \text{ constante} \qquad \text{pour } P \in T_c$$

$$U(P) = U_0 \text{ constante} \qquad \text{pour } P \in T_e$$

T_e frontière de l'électrode émettrice (d'ions)
T_r frontière de l'électrode réceptrice
g(P) fonction donnée

2.3 - Résolution en grandeurs adimensionnelles

ATTEN a montré l'existence et l'unicité de la solution du problème défini aux § 2.1 et 2.2 et il propose une méthode itérée du calcul de la solution.

2.4 - Paramètres expérimentaux

U_o, U_1 sont mesurables, T_r est connu. Par contre, on ne sait pas mesurer g(P) mais le courant par unité de longueur, i , qui passe de T_e à T_r. Si l'électrode émettrice ionise les molécules du gaz ambiant par effet Couronne, sa frontière T_e est celle de la zone biionisée qui l'entoure et dont l'épaisseur y_o est fonction de tous les paramètres suivant le calcul de TOWNSEND[21] .

2.5 - Solutions analytiques

Des solutions ont été calculées, à partir des paramètres expérimentaux et de la valeur de y_o, dans les cas de géométrie simple pour les frontières T_e et T_r :

- plans parallèles
- cylindres de révolution coaxiaux
- sphères concentriques.

3 - Système des cylindres de révolution coaxiaux

3.1 - But du calcul

Il s'agit de déterminer si l'appareil à chambre unique de charge et de précipitation peut assurer une séparation dimensionnelle des sphérules d'un point de vue théorique.

T_e frontière de l'électrode émettrice (d'ions)

2.3 - Résolution en grandeurs adimensionnelles

AUTEN a montré l'existence et l'unicité de la solution du problème défini aux § 2.1 et 2.2 et il propose une méthode itérée du calcul de la solution.

2.4 - Paramètres expérimentaux

U_i, U_i sont mesurables, T_γ est connu. Par contre, on ne sait pas mesurer $\beta(P)$ mais le courant par unité de longueur, i, qui passe de T_e à T_γ.

Si l'électrode émettrice ionise les molécules du gaz emplissant par effet Townsend, sa frontière T_e est celle de la zone brillante qui l'entoure et dont l'épaisseur y_γ est fonction de tous les paramètres suivant le calcul de

2.5 - Solutions analytiques

Des solutions ont été calculées, à partir des paramètres expérimentaux et de la valeur de y_γ, dans les cas de géométrie simple pour les frontières T_e et T_γ :

- plans parallèles
- cylindres de révolution coaxiaux
-

3 - Système des cylindres de révolution coaxiaux

3.1 - But du calcul

Il s'agit de déterminer et l'numéral à chaque unique de charge et de précipitation pour assurer une séparation dimensionnelle des systèmes d'un point de vue théorique.

3.2 - Solution analytique

Compte tenu des hypothèses déjà énoncées, la solution ne doit dépendre que de l'abcisse dans un système de coordonnées cylindriques (cylindres infinis).

Alors :

$$(2) \quad \begin{cases} j = \dfrac{i}{2 \Pi r} & r_0 \leq r \leq r_1 \\ E = \left(\dfrac{i}{2 \Pi \mu \epsilon} + \dfrac{\alpha}{r^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Ou :

$$\begin{cases} q = \dfrac{i}{2 \Pi \mu} \left(\dfrac{i r^2}{2 \Pi \mu \epsilon} + \alpha \right)^{-\frac{1}{2}} \\ E = \left(\dfrac{i}{2 \Pi \mu \epsilon} + \dfrac{\alpha}{r^2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

α est déterminé par U_o et U_1 avec $E = - \dfrac{dU}{dr}$:

$$U_1 - U_0 = \sqrt{\alpha} \int_{r_o}^{r_1} \frac{1}{2} \left(\frac{i r^2}{2 \Pi \mu \epsilon \alpha} + 1 \right)^{\frac{1}{2}} dr$$

Soit e la charge élémentaire (d'un ion), on pose :

$$N = \frac{q}{e}$$

N est exprimé en ions/m^3.

3.3 - Solution en grandeurs adimensionnelles

On pose :

$U_1 = 0$

$U = U_o \, U^*$

$r = r_1 \, r^*$

$E = \dfrac{U_o}{r_1} E^*$

$q^* = \text{div } E^*$

3.2 - Solution analytique

Compte tenu des hypothèses déjà énoncées, la solution ne doit dépendre que de l'abscisse dans un système de coordonnées cylindriques (cylindres infinis).

Alors :

$$\begin{cases} j = \dfrac{I}{2\pi r L} & r_0 \leq r \leq r_1 \\ E = \left(\dfrac{I}{2\pi L \sigma} + \dfrac{C}{r_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

On :

$$\begin{cases} d = \dfrac{I}{2\pi L} \left(\dfrac{2\pi L \sigma}{I^2 r_0^2} + C \right)^{-\frac{1}{2}} \\ n = \left(\dfrac{2\pi L \sigma}{I^2} + \dfrac{1}{r_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

U_1 est déterminé par U_0 et U_1 avec $E = -\dfrac{dU}{dx}$:

$$U_1 - U_0 = \int_{r_0}^{r_1} \frac{I}{2\pi L} \left(\frac{2\pi L \sigma}{I^2 r_0^2} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Soit e la charge élémentaire (d'un ion), on pose :

N est exprimé en ions/m^3.

3.3 - Solution en géométrie à deux dimensions

On pose :

Il vient :

$$U_o^* = 1 \qquad U_1^* = 0$$

$$r_o^* = \frac{r_o}{r_1} \qquad r_1^* = 1$$

$$q = \frac{\epsilon U_o}{r_1^2}\, q^*$$

$$i = 2\pi\mu\epsilon\, \frac{U_o^2}{r_1^2}\, i^*$$

$$\beta = \frac{U_o^2}{r_1^2}\, i^*$$

$$\alpha = U_o^2\, \alpha^*$$

Et la solution devient :

$$(2) \quad \begin{cases} q^* = \dfrac{i^*}{\left(i^* r^{*2} + \alpha^*\right)^{\frac{1}{2}}} \\ E^* = \left(i^* + \dfrac{\alpha^*}{r^{*2}}\right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Les relations donnant α s'écrivent :

$$u_1 = \left(i^* + \alpha^*\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$u_o = \left(i^* r_o^{2*} + \alpha^*\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$(3) \quad u_1 - u_o + \frac{\sqrt{\alpha^*}}{2} \operatorname{Log}\left[1 + 2\sqrt{\alpha^*}\, \frac{u_1 - u_o}{(u_1 + \sqrt{\alpha^*})(u_o - \sqrt{\alpha^*})}\right] - 1 = 0$$

D'où l'on peut tirer g(P)

$$g(P) = \frac{\epsilon U_1}{r_1^2}\, \frac{i^*}{(i^* + \alpha^*)^{\frac{1}{2}}}$$

N.B. - Valeur moyenne du champ électrique :

$$|Em^*| = \frac{1}{1 - r_o^*} \# 1 \qquad \text{si } r_o << r_1$$

Il vient :

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{1}{2}}} = \int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{3}{2}}} = 0$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{\alpha}\left[(1+\alpha x)^{\frac{1}{2}}\right]_{x^0}^{x^1} = \frac{2}{\alpha}\left[(1+\alpha x^1)^{\frac{1}{2}} - (1+\alpha x^0)^{\frac{1}{2}}\right]$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{3}{2}}} = -\frac{2}{\alpha}\left[(1+\alpha x)^{-\frac{1}{2}}\right]_{x^0}^{x^1} = -\frac{2}{\alpha}\left[(1+\alpha x^1)^{-\frac{1}{2}} - (1+\alpha x^0)^{-\frac{1}{2}}\right]$$

$$\alpha = \frac{n^1 - n^0}{x^1 - x^0}$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{\alpha}\left[(n^1)^{\frac{1}{2}} - (n^0)^{\frac{1}{2}}\right] = \frac{2}{\alpha}\left[\frac{n^1 - n^0}{(n^1)^{\frac{1}{2}} + (n^0)^{\frac{1}{2}}}\right]$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{3}{2}}} = -\frac{2}{\alpha}\left[\frac{1}{(1+\alpha x)^{\frac{1}{2}}}\right]_{x^0}^{x^1} = -\frac{2}{\alpha}\left[\frac{1}{(n^1)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{(n^0)^{\frac{1}{2}}}\right] = \frac{2}{\alpha}\left[\frac{(n^1)^{\frac{1}{2}} - (n^0)^{\frac{1}{2}}}{(n^1)^{\frac{1}{2}}(n^0)^{\frac{1}{2}}}\right]$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2}{\alpha}\left[\frac{(n^1)^{\frac{1}{2}} - (n^0)^{\frac{1}{2}}}{(n^1)^{\frac{1}{2}}(n^0)^{\frac{1}{2}}}\right] = \frac{2}{\alpha}\left[\frac{n^1 - n^0}{(n^1)^{\frac{1}{2}}(n^0)^{\frac{1}{2}}\left((n^1)^{\frac{1}{2}} + (n^0)^{\frac{1}{2}}\right)}\right]$$

$$\int_{x^0}^{x^1} \frac{dx}{(1+\alpha x)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2}{n^1 n^0}\left[\frac{n^1 - n^0}{(n^1)^{\frac{1}{2}} + (n^0)^{\frac{1}{2}}

3.4 - Influence des paramètres i^* et r_o^*

Suivant leurs valeurs respectives, trois cas sont possibles .

3.4.1 - Injection forte

$$i^* r^{*2} >> \alpha^* \qquad \forall r^* \in [r_o^* , 1] \quad \text{ou} \quad i^* r_o^{*2} >> \alpha^*$$

$$E^* \simeq \sqrt{i^*} = |Em| = 1$$

$$q^* \simeq \frac{\sqrt{i^*}}{r^*} = \frac{1}{r^*}$$

3.4.2 - Faible injection

$$i^* << \alpha^*$$

$$E = \frac{\sqrt{\alpha^*}}{r^*}$$

$$q^* = \frac{i^*}{\sqrt{\alpha^*}}$$

La relation (3) donne $\sqrt{\alpha^*} = - \frac{1}{\text{Log } r_o^*}$

D'où $\sqrt{\alpha^*} \leq 1$, l'égalité ayant lieu pour $i^* = 0$, cas du champ électrique harmonique sans injection ionique.

3.4.3 - Injection moyenne

Pour une certaine valeur de r^* appartenant à $[r_o^*, 1]$: $i^* r^{*2} \# \alpha^*$

L'étude demande la résolution de la relation (3) par itérations successives .

Supposons $i^* r_o^{*2} << \alpha^* < i^*$

$u_o - \sqrt{\alpha^*}$ s'écrit alors $\frac{i^* r_o^{*2}}{2 \sqrt{\alpha^*}}$ et la relation (3) se simplifie

$$(3') \qquad u_1 - u_o + \frac{\sqrt{\alpha^*}}{2} \text{ Log } \left[1 + 4 \frac{\alpha^*}{i^* r_o^{*2}} \frac{u_1 - u_o}{u_1 + \sqrt{\alpha^*}} \right] - 1 = 0$$

Suivant leurs valeurs respectives, elle a cinq positions .

3.4.1 - Injection forte

$$(\ldots) \qquad \ldots \qquad \forall x^* \in [r_0^*, 1] \quad \text{on a} \quad 1^* x_0^* \ldots > \alpha^*$$

$$\ldots = \left| \ldots \right| = 1$$

$$\ldots = \frac{\ldots}{\ldots} = \ldots$$

$$\ldots \ll \alpha^*$$

$$\ldots$$

$$q^* = \frac{1}{\ldots}$$

la relation (3) donne $\ldots = \frac{1}{\log x_0^*}$

D'où $\ldots \leq 1$, l'égalité ayant lieu pour $1^* = 0$, cas du champ électrique harmonique sans injection ionique.

3.4.2 - Injection forte

Pour une certaine valeur de x^* appartenant à $[\, r_0^*, 1]$: $\ldots \ll \alpha^*$

L'égalité donnée la résolution de la relation (3) par itérations successives .

Supposons $1^* x_2 \ll \alpha^* \ll 1^*$

$u_0 = \ldots$ s'écrit alors $\frac{2}{\ldots}$ et la relation (3) se simplifie

$$(3') \qquad u_1 = u_0 + \frac{\ldots}{2} \log \left[1 + \ldots \frac{1^* x_0^{\ldots}}{\ldots} \frac{u_1}{u_1 + \ldots} \right] - 1 = 0$$

$$\text{Et} \quad \begin{cases} E_o^* \simeq \dfrac{\sqrt{\alpha^*}}{r_o^*} \\ q_o^* \simeq \dfrac{i^*}{\sqrt{\alpha^*}} \end{cases} \qquad \text{et si } \alpha^* << i^* \quad E_1^* = q_1^* = \sqrt{i^*}$$

En fait, si i^* est connu, la détermination exacte de r_o^* demande la connaissance a priori de α^* et une définition rigoureuse des paramètres expérimentaux (intégrale de Townsend). Le calcul qui en découle est long et ne se justifie pas étant donné les approximations imposées par les éléments expérimentaux et sa portée limitée dans ce travail.

WHITE [22] propose de prendre pour r_o le rayon apparent de la gaîne lumineuse entourant le fil émetteur, choix lié à l'appréciation plus ou moins valable de l'expérimentateur.

En fait, tout se passe comme si une électrode de rayon r_o émettait des ions unipolaires sous un champ électrique E_o à peine inférieur au champ disruptif de l'air E_{dis} pour lequel apparaîtrait le phénomène de biionisation.

D'après WHITE et FELICI [25] , il existe une formule semi-empirique donnant la valeur du champ disruptif de l'air à la surface d'un cylindre conducteur en fonction de son rayon r, soit, dans les conditions normales (20°C, 1 bar) :

$$E_{dis} = \left[32 + \frac{0{,}948}{\sqrt{r}} \right] 10^5 \text{ v/m} \qquad (r \text{ en m})$$

Faute de mieux, en faisant la grossière approximation d'assimiler la gaîne biionisée à un conducteur, on dispose d'un contrôle de l'appréciation de r_o en faisant $E_o = E_{dis}\,(r_o)$.

3.5 - Application numérique

Expérimentalement, on a obtenu la courbe $i\,(U_o)$ avec des ions positifs (planche C I2 Fig. 1) pour un système de cylindres concentriques, le cylindre extérieur étant de section carrée aux angles arrondis. Compte-tenu des résultats expérimentaux des Fig.2 planche (C I 2) qui montrent que sur le tiers central du côté du carré, les paramètres sont constants et maximaux,

$$\left\{ \begin{array}{l} E_0^* = \\ \\ \end{array} \right.$$

En fait, si i^* est connu, la détermination exacte de r_0^* demande la connaissance a priori de σ_0 et une définition rigoureuse des paramètres expérimentaux (intégrale de Townsend). Le calcul qui en découle est long et ne se justifie pas étant donné les approximations imposées par les différents expérimentaux et sa portée limitée dans ce travail.

MEEKER [22] propose de prendre pour r_0 le rayon apparent de la gaine lumineuse entourant le fil émetteur, chacun lié à l'appréciation plus ou moins [illegible]

En fait, tout se passe comme si une électrode de rayon r_0 émettait des ions uniformément sous un champ électrique E_0 à peine inférieur au champ disruptif de l'air E_{dis} pour lequel apparaîtrait le phénomène de [illegible]

conducteur en fonction de son rayon r, soit, dans les conditions normales (20°C, 1 bar) :

$$E_{dis} = \left[32 + \frac{0,308}{\sqrt{r}} \right] 10^5 \quad \text{v/m} \qquad (r \text{ en m})$$

Toute de mieux, en faisant la grossière approximation d'assimiler la gaine bilamisée à un conducteur, on dispose d'un contrôle de l'appréciation de r_0 en faisant $E_0 = E_{dis}\,(r_0)$.

3.5 - Ionisation ponctuelle

Empiriquement, on a obtenu la courbe $I\,(U_0)$ avec des ions positifs (plomb de 12 MHz, 1) pour un système de cylindres concentriques, le [illegible]

des résultats expérimentaux des Fig.2 planche (C I 2) qui montrent que les [illegible] le titre central la cote du carré, les paramètres sont connexes et maximum

la section carrée est remplacée par une section circulaire de même surface pour le calcul. La répartition du flux de la charge spatiale dans la section réelle (Fig. 1 planche C III 1) est alors remplacée par une répartition uniforme de charge spatiale, le courant d'ionisation i étant doublé en première approximation.

$$r_o = 0{,}06 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$r_1 = 22{,}4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

On remarque que i/U_o^2 = constante (planche C I 2)

$i = 1{,}45 \cdot 10^{-3}$ A/m U_o = 20000 volts et Em = 9.10^5 v/m

$i = 0{,}37 \cdot 10^{-3}$ A/m U_o = 10000 volts Em = $4{,}5.10^5$ v/m

Compte tenu de la répartition réelle du courant d'ionisation, le calcul est fait avec i X 2.

La valeur de r_o est difficile à évaluer exactement : la gaîne lumineuse n'est pas visible à U_o = 10000 volts ce qui laisserait supposer $r_o \sim r_e$. A 20000 volts, le fil vibre et le rayon apparent r_o est certainement plus grand que le réel, il semble que $r_o \simeq 10\ r_e$. On va effectuer les calculs avec trois valeurs de r_o : r_e, $3\ r_e$ et $10\ r_e$.

D'après les chercheurs, la mobilité des ions positifs de l'air dans les conditions normales est $\mu \simeq 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ m^2/s. volt

$\underline{i^* = 0{,}43}$

$- r_o = r_e$

$r_o^* = 0{,}268 \cdot 10^{-2}$

$\dfrac{1}{\text{Log } r_o^*} = 0{,}168$ D'où $\boxed{\alpha^* = 0{,}282} \simeq i^*$ (cas du § 3.4.3)

Supposons $i^* r_o^{*2} << \alpha^* < i^*$, la résolution de (3') donne

$\alpha^* = 0{,}91.10^{-2}$ et $\alpha^* << i^*$

la section courbe est remplacée par une section circulaire de même surface pour le calcul. La répartition du flux de la charge spatiale dans la section réelle (Fig. 1 planche G III 1) est alors remplacée par une répartition uniforme de charge spatiale, le courant d'ionisation i étant donné en

$r_0' = 0{,}06 \ . \ 10^{-2}$ m

$r_1' = 22{,}4 \ . \ 10^{-2}$ m

On remarque que i/U_0^2 = constante (planche G I 2)

$i = 1{,}45 \ . \ 10^{-3}$ A/m $U_0 = 20000$ volts et $Pm = 0{,}10^5$ v/m

$i = 0{,}37 \ . \ 10^{-3}$ A/m $U_0 = 10000$ volts $Pm = 4{,}5.10^5$ v/m

Compte tenu de la répartition réelle du courant d'ionisation, le calcul est fait avec i X 2.

La valeur de r_0' est critique à déterminer exactement : la petite imprécise n'est pas visible à $U_0 = 10000$ volts ce qui indiquerait toujours $r_0 < r_0'$. A 20000 volts, le fil vibre et la région apparent r_0' est certainement plus grand que le réel, il semble que $r_0' \simeq 10\ r_0$. On va calculer les calculs avec trois valeurs de r_0 : r_0, $3\ r_0$ et $10\ r_0$.

D'après les caractéristiques, la mobilité des ions positifs de l'air dans les conditions normales est $\mu = 1{,}5 \ . \ 10^{-4}$ m^2/s. vol.

1^{re} ____ = 0,4C

- K_0 = r_0

$r_0 r = 0{,}268 \ . \ 10^{-2}$

$\frac{1}{\text{---}} = 0{,}149$ D'où $\boxed{\text{---} = 0{,}282}$ < 1 (cas du § 3.4.3)

Supposons $1 < r_0 r_2$ < ---, < 1, la résolution de (3') donne :

$r_2 = 0{,}91.10^{-2}$ m $r_2 < 1$

$35,6 \geqslant E^* \geqslant 0,656$

$4,5 \leqslant q^* \leqslant 0,656$

U(v)	$E(r_o)$ (v/m)	$E(r_1)$	$N(r_o)$ (ions/m^3)	$N(r_1)$
10000	$159 - 10^5$	$2,93\ 10^5$	345.10^{15}	$50,5.10^{15}$
20000	$310 . 10^5$	$5,86.10^5$	690.10^{15}	$101 .10^{15}$

$- r_o = 3\ r_e$

$r_o^* = 0,81 . 10^{-2}$

(3) donne $\alpha^* = 1,56 . 10^{-2}$ ou $\alpha^* \simeq \frac{i^*}{30}$

$15,4 \geqslant E^* \geqslant 0,656$

$3,44 \leqslant q^* \leqslant 0,656$

U	$E(r_o)$	$N(r_1)$
10000	$69 . 10^5$	$265 . 10^{15}$
20000	$138 . 10^5$	$530 . 10^{15}$

$- r_o = 10\ r_e$

$r_o^* = 2,7 . 10^{-2}$

(3') donne $\alpha^* = 3,33 . 10^{-2}$ ou $\alpha^* \# \frac{i^*}{10}$

$6,77 \geqslant E^* \geqslant 0,677$

$2,36 \leqslant q^* \leqslant 0,635$

U	$E(r_o)$	$E(r_1)$	$N(r_o)$	$N(r_1)$
10000	30.10^5	3.10^5	180.10^{15}	49.10^{15}
20000	60.10^5	6.10^5	360.10^{15}	98.10^{15}

Il apparaît que $\sqrt{\alpha^*}$ et N varient peu avec r_o(ou r_o^*), E_1 pratiquement pas du tout, tandis que E_o est à peu près inversement proportionnel à r_o.

La détermination exacte de r_o ne joue en réalité que pour les valeurs de r très proches de r_o, en effet le champ électrique décroit très vite avec r et d'autant plus vite que E_o est grand, pour tendre vers E_1. On verra en B VI l'influence réelle de r_o sur les prévisions théoriques de captation des sphérules.

D'après les estimations et les contrôles de calcul de E_{dis}, il semble que les valeurs les plus probables soient :

$U_o = 10000$ v $\qquad r_o \sim r_e = 0{,}6.10^{-4}$ m $\qquad \alpha^* \simeq 10^{-2}$

$U_o = 20000$ v $\qquad r_o \sim 8\, r_e = 5.10^{-4}$ m $\qquad \alpha^* \simeq 3.10^{-2}$

4 - Système des plans parallèles

4.1 - But

Dans l'appareil à chambres de charge et de précipitation séparées plusieurs types d'ioniseur sont envisagés, le calcul concerne le type retenu pour ses performances afin de comparer les résultats expérimentaux et la théorie.

4.2 - Solution exacte

La solution ne dépend que de l'axe des z perpendiculaire aux plans (plans infinis) dans un système cartésien.

Alors :

$$j = \frac{i}{Sc} \qquad 0 \leqslant z \leqslant d$$

$$\begin{cases} q = \dfrac{q_o}{\left(1 + \dfrac{2\mu q_o^{\,2}}{\epsilon j}\, z\right)^{\frac{1}{2}}} \\ \\ E = \dfrac{1}{\mu q_o}\left(1 + \dfrac{2\mu q_o^{\,2}}{\epsilon j}\, z\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{où} \quad E_o = \dfrac{j}{\mu q_o} \end{cases}$$

4.3 - Solution adimensionnelle

$U = U_o\, U^* \qquad U_1 = 0$

$z = d \cdot z^* \qquad z_o = 0 \qquad z_1 = d$

$$q = \frac{\epsilon U_o}{U_o\, d^2}\, q^*$$

$$E = \frac{U_o}{d}\, E^*$$

$$j = \mu \epsilon \frac{U_o^{\,2}}{d^3}\, j^*$$

D'après les estimations et les courbes de valeur de $E_{(t_2)}$:

remarque que les valeurs les plus probables valent :

$U_o = 10000$ v $\qquad t_o \sim \tau_o = 0,6.10^{-6}$ m $\qquad \alpha_o \simeq 10^{-2}$

$U_o = 25000$ v $\qquad t_o \sim 3\,\tau_o = 5.10^{-6}$ m $\qquad \alpha_o \simeq 3.10^{-2}$

4 - Synthèse des plans parallèles

4.1 - But

Dans l'appareil à chambres de chargé et de polarisation séparées plusieurs types d'ionisant sont envisagés, le calcul concerne le type ionisant pour ses performances afin de comparer les résultats expérimentaux à la théorie.

4.2 - Solution connue

La solution ne dépend que de l'axe des z perpendiculaires aux plans (pleins infinis) dans un système cartésien.

Nous :

D'où $z_o^* = 0 \qquad z_1^* = 1$

$U_o^* = 0 \qquad U_1^* = 1$

$$\begin{cases} q^* = \dfrac{q_o^*}{\left(1 + \dfrac{2\, q_o^{*\,2}}{j^*}\, z^*\right)^{\frac{1}{2}}} \\ E^* = \dfrac{j^*}{q_o^*}\left[1 + 2\,\dfrac{q_o^{*\,2}}{j^*}\, z^*\right]^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

q_o^* s'exprime en fonction de j^* , U_o^* et U_1^* par $E^* = -\dfrac{dU^*}{dr^*}$

On en tire $|E^*\, m| = 1$

Il vient

$$\left(1 + 2\,\frac{q_o^{*\,2}}{j^*}\right)^3 - \left(\frac{3\, q_o^{*\,3}}{j^{*\,2}} + 1\right)^2 = 0$$

Ou avec $q_o^* \neq 0$

$$\left(\frac{3}{2} - \frac{4}{3}\, j^*\right) q_o^{*\,4} - 2\, j^{*\,2}\, q_o^{*2} + j^{*\,2}\, q_o^* - j^{*\,3} = 0 \qquad (4)$$

En posant $z = \dfrac{1}{q_o^*}$, on voit que l'expression (4) a une et une seule racine positive si

$$j^* < \frac{9}{8}$$

Cette racine peut se déterminer de façon graphique en posant

$$\begin{cases} x = q_o^* \\ y = x^2 \end{cases}$$

C'est l'intersection de la parabole $y = x^2$ avec le cercle

$y^2 + x^2 + y\,(2\,\zeta\, j^{*\,2} - 1) - \zeta\, j^{*\,2}\, x + \zeta\, j^{*\,3} = 0$

Ou $$\zeta = \frac{6}{8\, j^* - 9}$$

(4) $\left(\frac{2}{3} - \frac{3}{4}\,l_*\right) q_*^0 \varphi_*' \varphi_* - \frac{1}{2}\, l_*^2\, q_*^0 \varphi_*^2 + \frac{1}{2} l_*^2 z \varphi_*^0 \varphi_* - l_*^2 z^2 = 0$

Les coordonnées du centre sont :

$$x_o = \frac{\zeta\, j^{*2}}{2}$$

$$y_o = \frac{1}{2} - \zeta\, j^{*2}$$

Et le rayon vaut

$$R = \sqrt{\frac{5}{4}\ \zeta^2\ j^{*4} - \zeta\, j^{*2}\ (1 + j^*) + \frac{1}{4}}$$

4.4 - Temps de transit des ions

Soit t_i le temps de transit des ions entre les électrodes

$$t_i = \int_o^d \frac{dz}{\mu E}$$

Ou

$$t_i = \frac{d^2}{\mu U_o} \int_o^1 \frac{q_o^*}{j^*} \left(1 + 2\,\frac{q_o^*}{j^*}\ z^*\right)^{-\frac{1}{2}} dz^*$$

$$t_i = \frac{d^2}{\mu U_o}\ \frac{1}{q_o^*}\left[\left(1 + 2\ \frac{q_o^{*2}}{j^*}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right]$$

4.5 - Application numérique

La courbe expérimentale $j(U_o)$ est donnée planche D V 31 pour des ions positifs et pour une géométrie grille plaque parallèles. La grille est un émetteur d'ions pour la plaque mais, en réalité, une électrode intermédiaire entre un fil émetteur d'ions par effet Couronne et la plaque. En première approximation, on peut assimiler la grille ou un plan très proche de la grille entre grille et plaque à un injecteur plan (voir planches D V 33 à 37).

Soit : $U_o = 3000$ v, alors $2.10^{-2} \leqslant j \leqslant 5.10^{-2}$ A/m^2

Supposons que l'irrégularité géométrique du plan injecteur entraîne une variation de la distance d entre électrodes de 4.10^{-3} à 5.10^{-3} m :

avec $\mu = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ m^2/s.v il vient :

$$0{,}107 \leqslant j^* \leqslant 0{,}524$$

Soit $0{,}1 \leqslant j^* \leqslant 0{,}5$

ce qui vérifie la condition d'existence de q_o^* ($j < 1{,}125$)

4.4 - Temps de transit des ions

Soit t_i le temps de transit des ions entre les électrodes

$$t_i = \int_0^{d_2} \frac{dx}{v_i}$$

$$t_i = \frac{d_2}{U_o} \left[\frac{L}{d_2 - L} \left(1 + 2 \frac{d_2}{L} \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right]$$

4.5 - Application numérique

La courbe expérimentale $j(U_o)$ est donnée planche D V 31 pour des ions positifs et pour une géométrie grille plaque parallèles. La grille est un émetteur d'ions pour la plaque mais, en réalité, une différence intermédiaire entre un fil émetteur d'ions par effet Coulomb et la plaque. En première approximation, on peut assimiler la grille en un plan très proche de la grille entre grille et plaque à un injecteur plan (voir planches D V 33 à 37).

Soit : $U_o = 3000$ V, alors $2.10^{-2} \leqslant j \leqslant 5.10^{-2}$ A/m^2

Supposons que l'irrégularité géométrique du plan injecteur entraîne une variation de la distance d entre électrodes de 4.10^{-3} à 5.10^{-3} m :

avec $\mu = 1,5 \cdot 10^{-4}$ m^2/s.v il vient :

$$0,107 \leqslant j \leqslant 0,324$$

Soit $0,1 \leqslant j \leqslant 0,3$

ce qui vérifie la condition d'existence de $d_2^2(j) < 1,125$

La résolution graphique donne $0,1 \pm 0,05 < q_o^* < 0,7 \pm 0,004$ (valeurs extrêmes pour $U_o = 3000$ v)

$d = 4$ mm $\quad j = 2.10^{-2}$ A/m^2	$d = 5$ mm $\quad j = 5.10^{-2}$ A/m^2
$q_o^* = 0,1$ donnerait $1 \leqslant E \leqslant 1,1$	$q_o^* = 0,7$
ou $E \geqslant Em$, en fait $q_o^* = 0,095$	$0,7 \leqslant E^* \leqslant 1,25$
$0,95 \leqslant E \leqslant 1,05 \quad 0,095 \geqslant q^* \geqslant 0,085$	$0,7 \geqslant q^* \geqslant 0,4$
$7,1.10^5 \leqslant E \leqslant 7,8.10^5$ v/m	$4,2.10^5 \leqslant E \leqslant 7,5.10^5$ v/m
$10^{15} \geqslant N \geqslant 0,9.10^{15}$ ions/m^3	$5.10^{15} \geqslant N \geqslant 2,9.10^{15}$ ions/m
$t_i = \frac{d^2}{\mu U_o} = 0,036.10^{-3}$ S	$t_i = 1,05 \frac{d^2}{\mu U_o} = 0,059.10^{-3}$ S
$Em = 7,5 . 10^5$ v	$Em = 6 . 10^5$ v/m

La comparaison des valeurs dans les conditions extrêmes montre que les erreurs dues aux approximations sont inférieures à 25 % pour le champ électrique et à un ordre de grandeur pour la charge spatiale.

II. CHARGE PAR DIFFUSION

1 - Hypothèses particulières

On emploie des coordonnées sphériques ayant leur origine au centre de la sphérule

- le champ créé par la charge spatiale est négligé,

- le potentiel v au voisinage de la sphérule est dû exclusivement aux n charges (élémentaires) acquises et ne dépend que de la distance r au centre de la sphérule :

$$v = \frac{n\,e}{4\,\Pi\,\epsilon_o\,r}$$

$e = 1,6 . 10^{-19}$ C

$\epsilon_o = \frac{1}{36\,\Pi\,10^9}$

La résolution graphique donne $0,1 \leq 0,05 < d_0^* < 0,7 \pm 0,006$

(valeurs mesurées pour $U_0 = 3000$ v)

$d = 4$ mm $\quad j = 2.10^{-2}$ A/m^2	$d = 5$ mm $\quad j = 5,10^{-2}$ A/m^2
$d_0^* = 0,1$ donnerait $1 \leq E \leq 1,1$	$d_0^* = 0,7$
$E \geq Em$, on fait $d_0^* = 0,095$	$1 - 0,7 \leq E^* \leq 1,25$
$0,95 \leq E \leq 1,05 \quad 0,095 \geq d^* \geq 0,085$	$0,7 \geq d^* \geq 0,6$
$7,1.10^5 \leq E \leq 7,5.10^5$ v/m	$4,2.10^5 \leq E \leq 7,5.10^5$ v/m
$10^{15} \geq N \geq 0,9.10^{15}$ ions/m^3	$5,10^{15} \geq N \geq 2,9.10^{15}$ ions/m
$t_1 = \frac{d_2}{mE} = 0,085.10^{-3}$ s	$t_1 = 1,05 \frac{D_0}{d_0^2} = 0,056.10^{-3}$ s
$Em = 7,5 . 10^5$ v	$Em = 6 . 10^5$ v/m

La comparaison des valeurs dans les conditions extrêmes montre que

électrique et y un ordre de grandeur pour la charge spatiale.

- le champ créé par la charge spatiale est négligé,

- le potentiel v ou volatage de la sphère est dû uniquement aux n charg

(différentiées) réparties et ne dépend que de la distance r au centre de la

sphère :

$$\varepsilon_0 = \frac{\quad}{\quad} \qquad e = 1,6 . 10^{-19}$$

- La densité locale N de charge spatiale est modifiée suivant la loi de Boltzmann

$$N = N_a \exp\left(-\frac{e\,V}{k\,T}\right)$$

N_a densité à l'∞
k constante de Boltzmann
T température absolue
$\frac{kT}{e}$ # 0,025 V à T $\simeq$ 300° K

2 - Equation générale [14,22]

2.1 - Rappel

D'après la théorie cinétique des gaz [26] , le nombre d'ions de vitesse comprise entre c et c + dc, dans l'angle solide $d\omega$, qui atteignent une surface dS vu sous l'angle θ , à une distance inférieure ou égale au libre parcours correspondant à c, pendant un temps dt, est :

$$d^3\left(\frac{dn}{dt\,dS}\right) = N\,f(c)\,dc\,\frac{d\omega}{4\Pi}\,c\cos\theta$$

f(c) étant la fonction de distribution des vitesses dans la direction donnée par l'angle θ

Compte tenu des hypothèses, l'intégration donne :

$$\frac{dn}{dt\,dS} = \frac{N\,\bar{c}}{4}$$

$\bar{c}$ moyenne quadratique des vitesses c

2.2 - Application à la sphérule de rayon a

$$S = 4\,\Pi\,a^2$$

$$\frac{dn}{dt} = \Pi\,a^2\,\bar{c}\,N$$

$$N = N_a \exp\left(-\frac{n\,e^2}{4\Pi\,\epsilon_o\,a\,k\,T}\right)$$

Le calcul donne :

$$n = \frac{4\Pi\,\epsilon_o\,a\,k\,T}{e^2}\,\mathrm{Log}\left[1 + \frac{a\,\bar{c}\,N_a\,e^2}{4\,\epsilon_o\,k\,T}\right]$$

On pose :

$$\tau = \frac{1}{\Pi\,a^2\,\bar{c}\,N_a}$$

- La densité locale N de charge spatiale est modifiée suivant la loi de

$$N = N_a \exp\left(-\frac{e\,V}{k\,T}\right)$$

N_a densité à l'
k constante de Boltzmann
T température absolue
$\frac{kT}{e} \simeq 0{,}025\ V$ à $T = 300°K$

2 - Fonction pédagogique [14,22]

2,1 - Rappel

D'après la théorie cinétique des gaz [23] , le nombre d'ions de vitesse comprise entre c et c + dc, dans l'angle solide $d\omega$, qui atteignent une surface ds en sous l'angle θ , à une distance initiale r, dans le libre parcours correspondant à c, pendant un temps dt, est :

$$d_3\left(\frac{dn}{dc\ ds}\right) = N\ f(c)\ dc\ \frac{d\omega}{4\pi}\ c\ \cos\theta$$

f(c) étant la fonction de distribution des vitesses dans la direction donnée par l'angle θ

$\frac{dn}{dt\ ds}$ = $\frac{N\,c}{4}$ $\bar{c}$ moyenne quadratique des vitesses c

$s = \phi - a$

$dn = 2\pi$

$d = \ldots$

le calcul donne :

$$n = \frac{\ldots}{\ldots} \log \left[1 - \frac{\ldots}{\ldots} \right]$$

ou pose :

2.3 - Application numérique

$$\text{Si } t \ll \frac{4 \epsilon_o k T}{\pi a c e^2 N_a} \quad , \quad n \# \frac{t}{\tau}$$

Par exemple $\left\{ \begin{array}{l} a = 10^{-7} \text{ m} \\ N_a = 10^{15} \text{ ions/m}^3 \end{array} \right\}$ $t \ll 140.10^{-6}$ S

donc t devrait être de l'ordre de 10^{-6} S , alors qu'en pratique $t \geqslant 10^{-2}$ S.

Posons $a' = 10^6 a$ (a' en micron)

(1) $$n = 17,4\ a' \text{ Log } (1 + 0,724 . 10^{-10} N_a t\ a')$$

D'où le tableau suivant, où la variation de n en % $(\frac{\Delta n}{n})$, est indiquée par rapport à la référence $N_a t = 10^{13}$ ions sec/m^3 :

TABLEAU B II-1

$N_a t$	10^{13}	10^{14}		10^{12}	
a'	n	n	$\frac{\Delta n}{n}$ %	n	$\frac{\Delta n}{n}$ %
0,013	0,5	1	-	0	-
0,02	1	2	100	0	100
0,055	4	7	75	2	50
0,1	7	11	57	4	43
0,18	15	22	47	8	47
0,4	39	54	38	24	38
1	114	154	35	75	35
2	261	343	31,5	176	32,5
5	713	913	28	513	39

3.3 - Implication numérique :

$$\text{Si } t \ll \frac{\dfrac{4}{3}\,\pi\,k\,T}{R\,\bar{\varepsilon}\,\sigma_c^2 N_c} \quad , \quad n \gg \frac{1}{t}$$

Pour remplir $\begin{cases} a = 10^{-7}\ m \\ N_c = 10^{15}\ \text{ions/m}^3 \end{cases}$ $\Big\}$ $t \ll 150.10^{-6}\ s$

donc il devrait être de l'ordre de 10^{-6} s, alors qu'on prendra $t \geq 10^{-2}$ s.

Pour $a' = 10^{6}\,a$ (a' en micron)

(1) $\qquad n = 17{,}6\ a'\ \log\,(1 + 0{,}726 \cdot 10^{-10}\ N_c\ a')$

D'où le tableau suivant, où la variation de n en % ($\frac{\Delta n}{n}$), est indiqué par rapport à la référence $\frac{1}{n}t = 10^{3}$ ions sec/m^3 :

TABLEAU I II-1

N_c	10^{13}	10^{14}		10^{15}	
a'	n	n	Δn	n	Δn
0,013	0,5	1	-	0	-
0,02	1	2	100	0	100
0,05	4	7	75	2	50
0,1	7	11	57	4	43
0,15	15	22	47	8	47
0,4	39	57	36	24	50
1	136	184	35	75	35
2	261	343	31,5	129	32,5
5	713	913	28	513	30

3 - Validité de l'expression de la loi de charge

3.1 - Remarque sur n

Le calcul suppose que n et $\frac{dn}{dt}$ soient continus, approximation qui ne peut être considérée comme valable que si ces paramètres ont des valeurs élevées, c'est-à-dire que a soit supérieur au micron.

A ce sujet, LIU, WHITBY et YU [16] proposent un critère de validité en faisant intervenir le coefficient de diffusion de KENNARD-LANGEVIN $D = \frac{3\,\Pi\,\bar{c}\,\lambda}{16\,\sqrt{2}}$ où λ est le libre parcours moyen des ions. Ils trouvent :

$N_a\, a^4 \gg 1$ d'où avec $N_a = 10^{15}$ ions/m^3 $\quad a > 2.10^{-6}$ m

Dès que a prend des valeurs inférieures, le spectre de répartition de n s'étend autour des valeurs du tableau B II 1, toutes choses étant égales par ailleurs, et ce d'autant plus que le nombre de charges calculé est faible.

3.2 - Remarque sur N

Une autre façon de calculer $\frac{dn}{dt}$ est d'envisager la probabilité qu'ont toutes les charges de l'espace d'entrer en collision avec un élément de surface dS, d'où :

$$\frac{dn}{dt\ dS} = \frac{\bar{c}}{4\,\Pi\,\lambda} \iiint_V \frac{|\cos\theta|}{r^2}\, e^{-\frac{r}{\lambda}}\, N\, dv$$

$$\frac{dn}{dt\ dS} = \frac{\bar{c}}{4\,\lambda} \int_o^\infty N\, e^{-\frac{r}{\lambda}}\, dr$$

Où r représente la distance à la surface ; remplaçons r par r - a, et appliquons à la sphéroïde de rayon a :

$$\frac{dn}{dt\ dS} = \frac{N\bar{c}}{4}\, \frac{\exp\left(\frac{a}{\lambda}\right)}{\lambda} \int^\infty \exp\left(- \frac{r}{\lambda} - \frac{n\,e^2}{4\Pi\,\epsilon_o\,k\,T\,r} \right) dr$$

Posons $\beta = \frac{n\,e^2}{4\,\Pi\,\epsilon_o\,k\,T}$, l'exponentielle sous le signe $\int$ est maximale pour $r = r_n = (\lambda\beta)^{\frac{1}{2}}$ et vaut $\exp\left(-\frac{2\,r_n}{\lambda}\right)$

3 - Validité de l'hypothèse de gaz parfait

3.1 - Domaine sur n

Le calcul suppose que n et $\frac{n}{V}$ restent quelconques, ce qui limite la validité de la théorie à des valeurs de n et V telles que le système ne puisse être considéré comme parfait si ces paramètres ont des valeurs élevées, c'est-à-dire que n soit supérieur au nombre

$$\frac{}{}$$

A ce sujet, LIU, WHITBY et YU [12] proposent un critère de validité en faisant intervenir le coefficient de diffusion de [illegible]

$$\frac{}{}$$

est le libre parcours moyen des ions. Ils trouvent :

$N_a \lambda^3 >> 1$ d'où avec $N_a = 10^{23}$ ions/m^3

de n s'étend autour des valeurs du tableau 2 si l, toutes choses étant égales par ailleurs, et ce d'autant plus que le nombre de charges valent est

3.2 - [illegible]

Une autre façon de calculer $\frac{dp}{dt}$ est d'employer la probabilité qu'ont toutes les espèces de l'espace d'entrer en collision avec un élément de surface dS, d'où :

$$\frac{}{}$$

où r représente la distance à la surface ; remplaçons x par r - a, et appliquons à la sphère de rayon a :

$$\frac{}{}$$

Posons $\gamma = \frac{}{}$, l'élément de [illegible] sous la forme

$$\frac{}{}$$

Soit $n \geqslant 1$, on peut écrire :

$$\exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) = \exp\left[-\frac{r_n}{\lambda}\left(\frac{r}{r_n} + \frac{r_n}{r}\right)\right]$$

Posons $\lambda \simeq 10^{-8}$ m $\quad r_n \simeq 2{,}4 \cdot 10^{-8} \, n^{\frac{1}{2}}$

La plus petite valeur de a à laquelle on peut associer le gain d'au moins une charge élémentaire est de l'ordre de 2.10^{-8} m, soit la valeur de r_n à peu de chose près.

L'intégrale de $\exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right)$ peut être approchée par une somme de trapèzes et une intégrale dans laquelle $\frac{\beta}{r} \ll \frac{r}{\lambda}$:

1°) $a < 10\, r_n$

$r_i = \{ r_1, r_2, \ldots, r_k \; ; \; r_1 = a, \; r_k = 10\, r_n, \; r_{i+1} > r_i \}$

$$\int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) dr = \sum_{i=1}^{i=k-1} \frac{r_{i+1} - r_i}{2}\left[\exp\left(-\frac{r_i}{\lambda} - \frac{\beta}{r_i}\right) + \exp\left(-\frac{r_{i+1}}{\lambda} - \frac{\beta}{r_{i+1}}\right)\right] + \int_{10 r_n}^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) dr$$

$\exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right)$ est tracée sur la planche B II 2 pour diverses valeurs de n, donc de r_n.

a) $n = 1$

Tant que $a < 2\, r_n$, l'approximation peut s'écrire plus simplement (selon la planche B II 2) :

$$\int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) dr \geqslant \frac{2{,}5\, r_n - a}{2} \exp\left(-\frac{a}{\lambda} - \frac{\beta}{a}\right)$$

D'où :

$$L_2 = \frac{dn}{dt\, dS} \geqslant \frac{Na\,\bar{c}}{4} \exp\left(-\frac{\beta}{a}\right) \frac{2{,}5\, r_n - a}{2\lambda}$$

Or, l'équation (1) s'écrivait :

$$L_1 = \frac{dn}{dt\, dS} = \frac{Na\,\bar{c}}{4} \exp\left(-\frac{\beta}{a}\right)$$

D'où :

$$L_2 \geqslant L_1 \times \frac{2{,}5\, r_n - a}{2\lambda}$$

Soit $n \geq 1$, on peut écrire :

$$\exp\left(-\frac{\lambda}{r} - \frac{\beta}{r}\right) = \exp\left[-\frac{\lambda}{r_n}\left(\frac{r_n}{r}\right) - \frac{\beta}{r}\right]$$

Posons $\lambda = 10^{-9}\ m \qquad r_n^M \geq 2{,}4 \cdot 10^{-9}\ m$

La plus petite valeur de λ permise on peut prescrire le pas d'un mètre une charge élémentaire est de l'ordre de $2{,}10^{-9}$ m, soit la valeur de r_n^M à peu de chose près.

L'intégrale de $\exp\left(-\frac{\lambda}{r} - \frac{\beta}{r}\right)$ peut être approchée par une somme de trapèzes et une intégrale dans laquelle $\frac{\beta}{r} << \frac{\lambda}{r}$:

1°) $a < 10\ r_n^M$

$r_1 = \{r_1, r_2, \ldots, r_k\}$ $r_1 = a$, $r_k = 10\ r_n^M$, $r_{i+1} > r_i$

$$\int_a^{10 r_n^M} \exp\left(-\frac{\lambda}{r} - \frac{\beta}{r}\right) dr = \sum_{i=1}^{k-1} \frac{r_{i+1} - r_i}{2}\left[\exp\left(-\frac{\lambda}{r_i} - \frac{\beta}{r_i}\right) + \exp\left(-\frac{\lambda}{r_{i+1}} - \frac{\beta}{r_{i+1}}\right)\right] + \int_{10 r_n^M}^{\infty} \exp\left(-\frac{\lambda}{r}\right) dr$$

$\exp\left(-\frac{\lambda}{r} - \frac{\beta}{r}\right)$ est tracée sur la planche B II 2 pour diverses valeurs de n, dans de r_n^M.

2) $n = 1$

Tant que $a < 2\ r_n^M$, l'approximation peut s'écrire plus simplement (selon la planche B II 2) :

$$\int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{\lambda}{r} - \frac{\beta}{r}\right) dr \geq \frac{2{,}5\ r_n^M - a}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{a} - \frac{\beta}{a}\right)$$

D'où :

$$I_2 = \frac{\quad}{\quad} \cdot \frac{\quad}{\quad} \cdot \frac{\quad}{\quad} \cdot \frac{\quad}{\quad}$$

(Où I_2 l'équation (I) s'écrivait :

$$I_1 = \frac{dq}{dt\ dS} = \frac{Nq\ c}{4} \exp\left(-\frac{\beta}{r}\right)$$

$$\frac{\quad}{\quad}$$

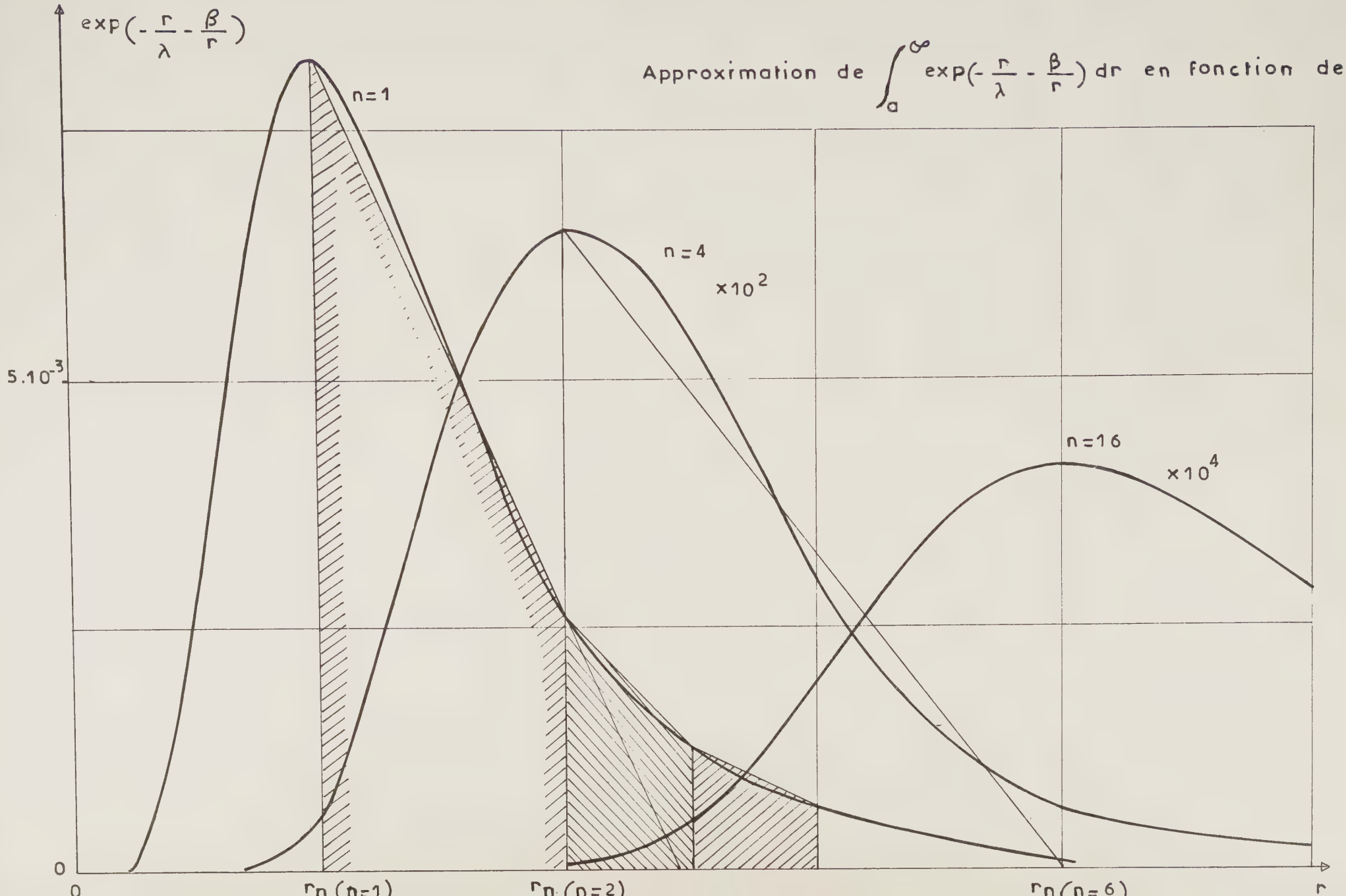


Planche BII 2

Par exemple pour $a = r_n$ $\qquad L_2 \simeq 2\,L_1$

mais pour $a = 2\,r_n$, L_2 deviendrait inférieure à L_1 si l'on continuait à négliger les termes suivants de l'approximation.

Suivant la planche B II2, les "trapèzes" successifs s'écrivent :

$$\frac{2\,r_n - a}{2}\left[\exp\left(-\frac{a}{\lambda} - \frac{\beta}{a}\right) + \exp\left(-\frac{2\,r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2\,r_n}\right)\right]$$

$$\frac{2{,}5\,r_n - 2\,r_n}{2}\left[\exp\left(-\frac{2\,r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2\,r_n}\right) + \exp\left(-\frac{2{,}5\,r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2{,}5\,r_n}\right)\right]$$

$$\frac{3\,r_n - 2{,}5\,r_n}{2}\left[\exp\left(-\frac{2{,}5\,r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2{,}5\,r_n}\right) + \ldots\ldots\right]$$

Ou :

$$\int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{2}\right)dr = \frac{2r_n - a}{2}\exp\left(-\frac{a}{\lambda} - \frac{\beta}{a}\right) + \frac{2{,}5r_n - a}{2}\exp\left(-\frac{2r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2r_n}\right) + \ldots + \lambda\exp\left(-\frac{10r_n}{\lambda}\right)$$

b) $n = 4$

D'après les schémas, une autre succession de trapèzes s'impose, mais si l'on reste à $a = r_n$, il vient en ne conservant qu'un premier terme (triangle) :

$$\int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) dr \geqslant \frac{r_n}{2}\exp\left(-\frac{a}{\lambda} - \frac{\beta}{a}\right)$$

D'où $\qquad L_2 \geqslant 2{,}4\ L_1$

Il semble qu'au fur et à mesure que n et r_n croissent, la vitesse d'acquisition de charge soit plus forte que ne le laisse prévoir la loi décrite au paragraphe 2.

2°) $a \geqslant 10\,r_n$

$$\int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda} - \frac{\beta}{r}\right) dr \simeq \int_a^\infty \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) dr$$

$$= \lambda \exp\left(-\frac{a}{\lambda}\right)$$

$$\int_{x_n}^{\infty} \exp\left(-\frac{x}{\lambda} - \frac{\beta}{x}\right) dx = \lambda^{n} \exp\left(-\frac{\beta}{\lambda}\right)$$

d'où

$$I_n = \lambda^n - 2^n I_1$$

Il semble qu'on fut à montre que n et x_n croissent, la vitesse d'accroissement de chacun est plus forte que ne le laisse prévoir le premier terme du développement.

Par exemple pour $\alpha = 1$:

$$\int_{x_n}^{\infty} \exp\left(-\frac{x}{\lambda} - \frac{\beta}{x}\right) dx = \lambda^{n} \exp\left(-\frac{\beta}{\lambda}\right)$$

mais pour $\alpha = \frac{\beta}{2}$ x_n^2 deviendrait inférieur à x_1 si l'on continuait à négliger les termes suivants de l'approximation.

Suivant la planche B I $\frac{3}{2}$ les "trapèzes" successifs s'écrivent :

$$\frac{2\,x_n - a}{2} \left[\exp\left(-\frac{\lambda}{x} - \frac{\beta}{x}\right) + \exp\left(-\frac{2\,x}{\lambda} - \frac{\beta}{2\,x_n}\right) \right]$$

$$\frac{2^3 5\,x_n - 2\,x_n}{2} \left[\exp\left(-\frac{\lambda}{2\,x_n} - \frac{2\,x_n}{\beta}\right) + \exp\left(-\frac{2\,5\,x_n}{\lambda} - \frac{2^3 5\,x_n}{\beta}\right) \right]$$

$$\frac{3\,x_n - 3^2 5\,x_n}{2} \left[\exp\left(-\frac{\lambda}{3^2 5\,x_n} - \frac{3^2 5\,x_n}{\beta}\right) + \cdots \right]$$

et :

$$\int_{x_n}^{x_n} \exp\left(-\frac{\lambda}{x} - \frac{\beta}{x}\right) dx = \frac{2x_n - a}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{a} - \frac{\beta}{a}\right) \cdot \frac{2^n 5^n x_n - a}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{2x_n} - \frac{2x_n}{\beta}\right) + \cdots$$

si $n = 4$

Il apparaît [illegible] une nouvelle accélération de l'approche [illegible] mais et l'on reste à $x = x_n$, il vient en ne conservant qu'un premier terme (trapèze) :

$$\int_{x_n}^{\infty} \exp\left(-\frac{\lambda}{x} - \frac{\beta}{x}\right) dx = \frac{2^n 5^n x_n - a}{2} \exp\left(-\frac{\lambda}{a} - \frac{\beta}{a}\right)$$

D'où =

$$\frac{dn}{dt\ dS} = \frac{Na\ \bar{c}}{4}$$

La condition stipule que a' soit supérieur à une valeur minimale

n	1	4	16	64	430	1750
a'mini (micron)	0,24	0,5	1	2	5	10

Cela suppose que n, et donc $N_a t$, restent faibles ($N_a t < 10^{12}$ ions sec/m^3) et, pratiquement, seul le cas du 1°) est intéressant.

Comparons les deux lois de charge appliquées à la sphérule de rayon $a \simeq r_n$

$$4\,\Pi\,a^2\,L_1 = \Pi\,a^2\,\bar{c}\ N_a\ \exp\ (-\frac{\beta}{a})$$

$$4\,\Pi\,a^2\,L_2 = \Pi\,a^2\,\bar{c}\ N_a \left[\frac{r_n}{2\lambda} \exp\ (-\frac{\beta}{a}) + \frac{1{,}5 r_n}{2\lambda} \exp\ (\frac{a}{\lambda} - \frac{2r_n}{\lambda} - \frac{\beta}{2r_n}) + \ldots \right]$$

Si l'on ne tient compte que du premier terme de la suite entre crochets, on obtient un minorant pour $\frac{L_2}{L_1} = 1{,}2\ \ n^{\frac{1}{2}}$.

Si l'on compare au tableau B II 1 avec $N_a t = 10^{14}$ ions/sec/m^3 :

n = 7 $\quad a' = 0{,}055 < r_n = 0{,}064 \quad \frac{L_2}{L_1} = 3{,}2$

n = 11 $\quad a' = 0{,}1 > r_n = 0{,}08 \quad \frac{L_2}{L_1} = 4$

n = 22 $\quad a' = 0{,}8 > r_n = 0{,}11 \quad \frac{L_2}{L_1} = 5{,}6$

Supposons en première approximation que la différence n' du nombre de charges dû à L_2 et de celui dû à L_1 est, si l'on néglige 1 devant

$\frac{a\,\bar{c}\,Na\,e^2\,t}{4\,\epsilon_o\,k\,T}$, d'après (1) :

$$n' = \frac{a}{\beta}\ \text{Log}\ \frac{L_2}{L_1} \quad \text{ou} \quad n' = 17{,}4\ a'\ \text{Log}\ \frac{L_2}{L_1} \quad \text{d'après (1')}$$

$$n'_{cr} =$$

$$\frac{}{} = \frac{}{}$$

La compilation stipule que n' soit supérieur à une valeur minimale

Cela suppose que n, et donc $\vec{n}_c$, restent faibles ($N_a < 10^{12}$ ions gramme^{-3}) et, pratiquement, sauf le cas du 1°) sont indépendants.

Comparons les deux lois de charge appliquées à la sphère de

$$\dots = \dots$$

$$n = \frac{Q}{4\pi} I^{-2} = \frac{1}{4\pi} a^2 \bar{c} \; \bar{n}_a \exp\left(-\frac{a}{\lambda}\right)$$

$$q = \frac{a}{2} I^2 = \frac{1}{2} a^2 \bar{c} \; N_a \left[\frac{\lambda}{2} \exp\left(-\frac{a}{\lambda}\right) + \frac{1,5\pi}{2} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{a}{\lambda}}\right) - \frac{2\sqrt{a}}{\sqrt{\pi}} + \left(\frac{2}{3}\right)\left(\frac{a}{\lambda}\right)^{\frac{3}{2}} + \dots \right]$$

Si l'on ne tient compte que du premier terme de la suite entre crochets, on obtient un minorant pour $\frac{I_n^2}{I_p^2} = 1,2 \; n \, \frac{a}{\lambda}$.

Si l'on compare au tableau B II 1 avec $N_a = 10^{12}$ ions/gramme^3 :

$n = 7$ $\quad a' = 0,055 < r_n = 0,06$ $\quad \frac{I_n^2}{I_p^2} = 3,2$

$n = 10$ $\quad a' = 0,1 > r_n = 0,05$ $\quad \frac{I_n^2}{I_p^2} = 4$

$n = 22$ $\quad a' = 0,8 > r_n = 0,11$ $\quad \frac{I_n^2}{I_p^2} = 3,6$

Supposons en première approximation que la différence n' du nombre de charges est δI_n^2 et de ce fait $dq = \dots$ est, si l'on néglige 1 devant

$$\frac{}{} \; , \text{ d'après (1) :}$$

$$n' = \frac{\delta}{e} \log \frac{I_n^2}{I_p^2} \quad \text{ou} \quad n' = 1,4 \, a' \log \frac{I_n^2}{I_p^2} \quad \text{d'après (1')}$$

Cette approximation est minorante puisqu'on ne tient pas compte de toutes les différences accumulées au cours de l'accroissement de n, mais seulement de la dernière :

$a' = 0,055$	$n' = 1,1$	$n_1 = 7,4$	$n_2 = 8$ à 9
$a' = 0,10$	$n' = 2,4$	$n_1 = 11,4$	$n_2 = 14$
$a' = 0,18$	$n' = 5,4$	$n_1 = 22$	$n_2 = 27$ à 28

L'augmentation relative n'est pas la même suivant a, mais le calcul est trop approximatif pour en tirer des conclusions, il semble qu'en moyenne $\frac{n'}{n_1} \simeq 20\ \%$.

Cette valeur est un minimum, un calcul plus précis devrait donner $20\ \% \leqslant \frac{n'}{n_1} \leqslant 40\ \%$.

Cette approximation est suffisante puisqu'on ne tient pas compte de toutes les différences rencontrées en cours de l'accroissement de n_1 mais seulement de la dernière :

$n'_1 = 0{,}035$	$n' = 1{,}1$	$n'_1 = 7{,}4$	$n_2 = 0\ 3\ 5$
$n'_1 = 0{,}10$	$n' = 2{,}4$	$n'_1 = 11{,}4$	$n_2 = 14$
$n'_1 = 0{,}18$	$n' = 5{,}4$	$n_1 = 22$	$n_2 = 2\ 2\ 2\ 8$

L'augmentation relative n' est pas la même suivant n_1 mais le calcul est trop approximatif pour en tirer des conclusions, il semble qu'en moyenne

$$\frac{n'}{n_1} = 20\ \%.$$

Cette valeur est un minimum, un calcul plus poussé devrait donner

$$20\ \% \leqslant \frac{n'}{n_1} \leqslant 40\ \%.$$

III. CHARGE PAR CHAMP ELECTRIQUE

(D'après les calculs de Pauthenier [14] et White [22])

1 - Hypothèses particulières

- La diffusion est négligée,

- Le champ électrique E_a est constant à grande distance de la sphérule (uniforme en l'absence de sphérule)

- Les ions ont tous même mobilité μ

- La mobilité moyenne est prise comme mobilité vraie (validé par le grand nombre de chocs entre deux parcours élémentaires).

- Le vent électrique est négligé.

- La permittivité ϵ des sphérules est fixée et constante.

2 - Expression de la charge

Pour un doublet placé en son centre, la sphère apparaît comme une équipotentielle dans le champ électrique uniforme.

Le champ dépolarisant créé par une sphère diélectrique va abaisser la charge maximale admissible n_s pour la sphère :

$$n_s = \frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} \quad \frac{4\Pi \epsilon_o}{e} \quad E_a a^2$$

Pour les conducteurs ϵ est infini et $\frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} = 3$

Pour le vide $\epsilon = 1$ $\frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} = 1$

En pratique, les poussières ont séjourné assez longtemps dans l'atmosphère pour que les isolantes puissent être humidifiées et les conductrices noyées dans des graisses. Les bornes ne sont donc jamais atteintes.

Il paraît logique d'imposer au calcul $\frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} = 2$ d'où $\epsilon = 4$

Le calcul suppose que N_a reste constante le long d'une ligne de force (voir planche B III fig 1) et que la sphérule pivote autour d'elle-même en répartissant uniformément les charges acquises.

$$E_n = \frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} E_a \cos\theta - \frac{n e}{4 \Pi \epsilon_o a^2}$$

E_n champ radial à la surface de la sphère

Pour $\theta > \theta_o$ $E_n = 0 \Longrightarrow \frac{n}{n_s} = \cos\theta_o$

$\frac{dn}{dt} = \mu N_a \Phi(t)$ $\Phi(t)$ est le flux d'ions capté sur la particule par la calotte de demi-angle au sommet θ_o et de surface S_n

$$\Phi(S_n) = \int \vec{E_n} \, \vec{dS_n}$$

$$E_n = \frac{n_s e}{4 \Pi \epsilon_o a^2} (\cos\theta - \cos\theta_o)$$

Par intégration

$$\Phi(\theta_o) = \frac{n_s e}{2 \epsilon_o} (1 - \cos\theta_o)^2$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\mu N_a n_s e}{2 \epsilon_o} (1 - \frac{n}{n_s})^2$$

Posons $\boxed{\tau_s = \frac{2 \epsilon_o}{\mu N_a e}}$

$$n = \frac{n_s}{1 + \frac{\tau_s}{t}}$$

t	τ_s	$10\,\tau_s$	$100\,\tau_s$	$10^3\,\tau_s$	∞
$\frac{n}{n_s}$	50 %	91 %	99 %	99,9 %	100 %

Remarque : Les hypothèses N_a = constante

E_a = constante

ne sont applicables en toute rigueur que si la particule n'est pas trop entraînée par E_a au fur et à mesure de sa charge.

3ème cas : la hyperbiaise K_0^n = constant

S_0^n = constante

ne sont applicables en toute rigueur que si la particule n'est pas
ommandée par E_0^n ou lui a mesuré de sa charge.

4 - Application numérique

Les ions positifs ont une mobilité $\mu = 1{,}5 \cdot 10^{-4}\ m^2/v.\ sec.$

D'où $\boxed{\tau_s = 0{,}735 \cdot 10^{-3}\ S}$

et $t = 10^{-2}\ S$ $\qquad n = 0{,}93\ n_s$

Pour $\epsilon = 4$

$$\boxed{n_s = 1{,}39\ \ 10^9\ E_a\ a^2} \qquad (3)$$

E_a	$2 \cdot 10^5$	10^6
a'	n	n
0,019	0	0,5..
0,027	0	1
0,055	1	4
0,1	3	14
0,18	9	45
0,4	44	220
1	280	1400
2	1120	5600
5	7000	35000

IV. PRISE EN COMPTE SIMULTANEE DES DEUX MODES DE CHARGE

1 - Domaine d'application

La comparaison des tableaux de charge par diffusion et de charge par champ électrique montre qu'en moyenne pour $a' \geq 2$ microns, l'effet du champ prédomine d'un ordre de grandeur.

Mais il faut descendre en dessous de 0,02 μ pour que la charge par diffusion prédomine à son tour.

De plus, les expérimentateurs ont toujours trouvé des charges supérieures à celles que laissent prévoir les lois (1) et (3) dès que $a' \leq 1\ \mu$.

2 - Loi de Pauthenier (sphérules submicroniques) [10]

2.1 - Hypothèses

- Le champ E_a modifie le potentiel à la surface de la particule suivant ($\epsilon \infty$)

$$V = -\frac{n e}{4 \Pi \epsilon_o a} - E_a a \cos \theta$$

- Il n'y a pas d'acquisition de charges par convection par le champ.

- La loi de Boltzmann est applicable.

2.2 - Expression

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\Pi}{2} a^2 \bar{c} N_a \exp\left(-\frac{n e^2}{4 \Pi \epsilon_o a k T}\right) \int_o^{\Pi} \exp\left(-\frac{E_a e a \cos \theta}{k T}\right) \sin\theta \, d\theta$$

L'intégrale $\int_o^{\Pi}$ s'écrit $2 \, Sh \, \frac{E_a a e}{k T} \Big/ \frac{E_a a e}{k T}$

$$n = \frac{4 \Pi \epsilon_o a k T}{e^2} \operatorname{Log}\left[1 + \sqrt{\frac{1}{6\Pi}} \frac{a \bar{c} N_a e^2}{4 \epsilon_o k T} \frac{Sh \frac{E_a a e}{k T}}{\frac{E_a a e}{k T}} t\right]$$

2.3 - Discussion

Les hypothèses font que la loi de charge n'est valable que pour a très petit ; physiquement, elles signifient qu'aucune ligne de force n'atteint la sphérule pendant un temps suffisant pour lui céder une charge.

2.4 - Application numérique

Soient $a = 10^{-7}$ m

$E_a = 10^6$ V/m

- n = 0

$$\frac{dn}{dt} = \Pi \; a^2 \; \bar{c} \; N_o \times \frac{6}{}$$

- n = 7

$$\frac{n\,e}{4\,\Pi\epsilon_o\,a} \simeq 1 \text{ volt}$$

E_a a cos $\theta \simeq 0{,}1 \cos\theta$ négligeable devant 1 : on retrouve la loi de charge classique (1).

- Comparaison avec la loi (1)

$$n = 17{,}4\; a' \; \text{Log} \left[1 + 0{,}92 \cdot \frac{\text{Sh}\,(4\,E_a\,a'\,10^{-5})}{4\,E_a\,a'\,10^{-5}} \; 0{,}724\; 10^{-10}\; N_a t\; a' \right]$$

En première approximation, on ajoute à n, la valeur

$$n'' = 17{,}4\; a' \; \text{Log} \left[0{,}92 \; \frac{\text{Sh}\,(4\,E_a\,a' \cdot 10^{-5})}{4\,E_a\,a' \cdot 10^{-5}} \right]$$

a'	0,02	0,05	0,1	0,18
n''	0,5	1	3	17

$n + n'' \geq n_s$ jusqu'à $a' = 0{,}1\ \mu$, mais n'est négligeable si $N_a t$ est grand ($\geq 10^{14}$)

3 - Loi de Cochet [11]

3.1 - Hypothèses

- La charge est due au champ électrique et aux ions qui sont à l'intérieur d'un tube de force dont la paroi passe à une distance de la sphérule égale au libre parcours moyen de ces ions.

- N_a est supposé constant comme dans la loi de charge par le champ électrique.

- L'équation d'une ligne de force autour de la sphérule s'écrit :

$$E_a r^2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{\epsilon - 1}{2\epsilon + 1} \frac{2a^3}{r^3}\right) - \frac{n e}{2 \Pi \epsilon_o} \cos \theta = \text{constante}$$

3.2 - Expression

Les lignes de forces de l'enveloppe décrite dans l'hypothèse satisfont à

$$\frac{\partial V}{\partial r} = 0 \text{ pour } r = a + \lambda .$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\mu N_a e}{2 \epsilon_o} \left(1 - \frac{n}{n_s}\right)^2$$

$$n_s = 4 \Pi \epsilon_o K \frac{E_a a^2}{e}$$

$$K = \left(1 + \frac{\lambda}{a}\right) - \frac{2}{1 + \frac{\lambda}{a}} \frac{\epsilon - 1}{2\epsilon + 1}$$

3.3 - Discussion

Expérimentalement, Cochet a trouvé confirmation de sa loi en prenant $\lambda = 10^{-7}$ m, valeur contestée par Whitby et Liu, qui considèrent cette loi comme une "bonne approximation expérimentale", compte tenu de l'absence de prise en considération de la diffusion des ions.

4 - Loi de diffusion vue de façon macroscopique

Whitby critique le fait que l'analyse traditionnelle du mode de charge de la sphérule ait été faite en considérant que le flux d'ions traverse une couche d'épaisseur égale à λ , supposée vide (pas de risque de chocs), le "Vacuum Shell".

- Le champ est dû au champ électrique de tout ce qui sort à l'extérieur d'un tube de force dont la trace passe à une distance de la matière égale au libre parcours moyen de diffusion.

- $\vec{J}_a$ est supposé constant dans la loi de comportement :

- L'équation d'une ligne de force autour de la sphère s'écrit :

$$\frac{}{} \quad \text{constante} = \quad \frac{}{} \quad \sin^2 \theta \left(1 - \quad \frac{}{} \quad \frac{}{} \right)$$

3.2 - Explication

Les lignes de force de l'enveloppe diffère donc l'hypothèse selon laquelle

$$\frac{}{} = 0 \text{ pour } r = \quad .$$

$$\frac{}{} = \quad \frac{}{} \quad \left(1 - \quad \frac{}{} \right)^2 \qquad \frac{}{} = \quad \frac{}{}$$

$$\frac{}{}$$

Rappelons brièvement, l'ordre d'idées ayant conditionné la loi en puissance $\lambda = 10^{-7}$ m, valeur constatée par Wien, et qui constituait cette loi comme une "bonne approximation expérimentale", compte tenu de l'époque où prend en considération de la différence des deux.

Notons cependant le fait que l'analyse fine dimensionnelle de mais de chaque de la sphère fait état en considérant que le flux d'ions impose une vitesse d'équilibre égale à λ, exprimée vite par le temps de chaque "Wanne Sheet".

Il cite ainsi Arendt et Kallmann, Gunn, Bricard, Natanson, etc ...

5 - Théories n'aboutissant pas à une loi analytique

5.1 - Théorie de Murphy [17]

Murphy reprend la loi de charge par diffusion en faisant intervenir l'influence du champ électrique sur la distribution de vitesses des ions, sur le potentiel au voisinage de la sphérule et sur la densité de charge spatiale.

En fait, il fait plusieurs approximations successives et "passe à côté" de la loi de Pauthenier.

5.2 - Théorie de Liu et Yeh [27]

Ils considèrent deux modes de charge suivant que la charge acquise est inférieure ou supérieure à n_s défini dans la charge par le champ.

- $n < n_s$: N_a est supposé constant au voisinage de la sphérule et la vitesse d'acquisition de charges est la somme des vitesses dues respectivement au champ électrique et à la diffusion.

- $n \geqslant n_s$: $\Longrightarrow$ n est calculé par la loi de diffusion classique ou la loi de Pauthenier.

La loi de Boltzmann n'est pas applicable tant que $n < n_s$; mais faute de mieux, le fait de supposer N_a constant en dehors du tube de force qui atteint la particule est une grossière approximation, injustifiable.

5.3 - Théorie de Whitby

La loi de charge par diffusion est reprise point par point, mais en supposant qu'il n'existe pas le moindre champ électrique autre que celui créé par les charges acquises par la sphérule. La comparaison qui est alors faite avec des résultats expérimentaux est sujette à caution.

L'idée maîtresse est que la trajectoire d'un ion,qui se dirige vers la sphérule sans subir aucun choc, est courbée par le champ répulsif de la sphérule quand on néglige la force-image.

5 - Théorie de Mott-Gurney

5.1 - Introduction

Murphy reprend la loi de charge par diffusion en faisant intervenir l'influence du champ électrique sur la distribution de vitesse des ions, sur le potentiel au voisinage de la sphérule et sur la densité de charge ionique.

En fait, il fait plusieurs approximations successives et "passe à

5.2 - Théorie de Lin et Yeh [29]

Il a considéré deux modes de charge suivant que la charge acquise est indépendante ou supérieure à n_s définit dans la charge par le champ.

- $n < n_s$: N_s est supposé constant au voisinage de la sphérule et la vitesse d'acquisition de charges est la somme des vitesses dues respectivement au champ électrique et à la diffusion.

- $n \geqslant n_s$: $\Longrightarrow$ n est calculé par la loi de diffusion classique ou la loi de

La loi de Boltzmann n'est pas applicable tant que $n < n_s$; mais toute de même, le fait de supposer i_n constant en dehors du tube de force qui atteint la particule est une grossière approximation, injustifiable.

5.3 - Théorie de Whitby

La loi de charge par diffusion ou reprise point par point, mais en supposant qu'il n'existe pas le moindre champ électrique autre que celui créé par les charges acquises par la sphérule. La conséquence qui est alors reste avec des résultats expérimentaux est sujette à caution.

L'idée maîtresse est que la trajectoire d'un ion qui se dirige vers la sphérule sans subir aucun choc, est courbée par le champ régnant de la sphérule quand on néglige la force-image.

5.4 - Théorie de Brock [18, 19]

Après avoir insisté sur le rôle de la force-image, en étant en complète opposition avec Whitby, il reprend tous les aspects du rôle du champ électrique, comme Murphy, mais malheureusement sans résultat applicable simplement.

Il arrive à la conclusion intéressante, qui semble confirmée par les "mauvais" résultats expérimentaux d'autres chercheurs, que les sphérules de faible rayon présentent une dispersion de charges d'autant plus élevée que le temps de charge est bref.

6 - Application de la théorie de Liu et Yeh [27]

6.1 - But

Bien que la théorie ne soit pas justifiée, tant que $n < n_s$, elle peut donner un ordre de grandeur des phénomènes réels de charge, en remarquant qu'une approximation supplémentaire permet d'aboutir à une solution analytique.

6.2 - Domaine d'application

Si la charge due au champ n_s n'est pas au moins égale à 1, la théorie de Pauthenier s'applique directement. Il faut donc :

$$\boxed{E_a\, a^2 \geqslant 0{,}5 \cdot 10^{-9} \text{ V m}} \qquad \text{quand } \epsilon = 4$$

6.3 - Calcul

L'équation proposée par Liu et Yeh, s'écrit :

$$\frac{dn}{dt} = \mu \frac{N_a\, n_s\, e}{2\,\epsilon_o} \left(1 - \frac{n}{n_s}\right)^2 + \Pi\, a^2\, \bar{c}\, N_a \frac{1 + \frac{n}{n_s}}{2}$$

Le terme $\frac{1 + \frac{n}{n_s}}{2}$ provient de ce que la charge par diffusion n'intervient que sur la portion de surface non bombardée par le champ électrique E_a.

En minorant ce terme par $\frac{1}{2}$, l'erreur systématique qui consiste à prendre N_a constante est diminuée et l'équation de la vitesse d'acquisition de charges peut être intégrée.

Posons $$p = \frac{n}{n_s}$$

$$t^* = \frac{t}{\tau_s}$$

$$\boxed{A^2 = \frac{\epsilon + 2}{12\,\epsilon} \quad \frac{\bar{c}}{\mu\, E_a}}$$

Il vient, d'après II 3 :

$$\frac{dp}{dt^*} = (1 - p)^2 + A^2$$

$$t^* = \frac{1}{A}\left[\text{Arc tg } \frac{1}{A} - \text{Arc tg } \frac{1 - \frac{n}{n_s}}{A} \right]$$

La valeur n_s est atteinte pour $t^* = t^*_s$

$$\boxed{t^*_s = \frac{1}{A} \text{ Arc tg } \frac{1}{A}}$$, t^*_s croît avec E_a

Application numérique

Soient :

$\epsilon = 4$

$\mu = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ $m^2/V.s$

$E_a = 10^6$ V/m

$\bar{c} = 4 \cdot 10^2$ m/s

$\tau_s = 0{,}735.10^{-3}$ s

Il vient :

$\frac{1}{A} = \sqrt{3}$ Arc tg $\frac{1}{A} = 1{,}047$ et $t^*_s = 1{,}806$

D'où $$\boxed{t_s = 1{,}33 \cdot 10^{-3} \text{ S}}$$

Le temps nécessaire à l'obtention de $\frac{n}{n_s} = 0,91$ est environ 6 fois plus faible qu'en II 4 et 55 fois pour $\frac{n}{n_s} = 0,99$.

Avec $E_a = 2.10^5$ v/m, $t^*_s = 0,382$ et $t_s = 0,3.10^{-3}$s

3°) $\frac{n}{n_s} > 1$

La loi de Boltzmann s'applique avec

$$V = \frac{n\,e}{4\,\Pi\,\epsilon_o\,r} + E_o \cos\theta \left(a - \frac{a^3}{r^2}\,\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N_a\,\bar{c}}{4}\,2\,\Pi\,a^2 \int_o^{\Pi} \sin\theta \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) d\theta$$

C'est la loi de Pauthenier, compliquée par le champ dépolarisant du diélectrique de permittivité relative ϵ .

Soient :

$$w = \frac{E_a\,a\,e}{kT}$$

$$\gamma = \frac{3\epsilon}{\epsilon + 2}$$

$$\delta = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$$

$$\frac{dp}{dt^*} = A^2\,\frac{Sh\,w}{w} \exp\left[w\,(-\gamma_p + \delta)\right]$$

L'intégration donne

$$t^* = t^*_s + \frac{\exp\left[w\,(\gamma\,\frac{n}{n_s} - \delta)\right] - \exp\left[w\,(\gamma - \delta)\right]}{A^2\,\gamma\,Sh\,w}$$

$$\frac{n}{n_s} = 1 + \frac{1}{\gamma\,w} \operatorname{Log}\left\{1 + \gamma\,A^2\,Sh\,w\,.\,\exp\left[-w\,(\gamma - \delta)\right]\,(t^* - t^*_s)\right\}$$

Le temps nécessaire à l'obtention $d\zeta' \frac{n}{n_0} = 0,01$ est multiplié par plus faible qu'un il y a 35 fois pour $\frac{n}{n_0} = 0,2$.

avec $\tau_0^a = 2,10^{-5}$ s/m, $t_0^a = 0,3\tau^2$ et $t_0^a = 0,3.10^{-3}$ s

$$\text{Je)} \quad \frac{n}{n_0^a} > 1$$

La loi de Boltzmann s'applique avec

$$v = \frac{n_0 e}{} + n \cos \theta \left(a - \frac{}{} \right) \frac{}{} \quad \frac{e}{} = \frac{1}{}$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{}{} 2 \cdot \int_0^{} \text{vin} \cdot \exp\left(-\frac{}{}\right) de$$

C'est la loi de Bertholet, comprimée par le champ diamétrant de diélectrique de permittivité relative ε .

Soient :

$$\frac{dn}{dt} = \lambda_2 \frac{\text{Sh } n}{} \exp \left[v \left(- \right) \right]$$

$$\exp\left(- \left(\frac{n}{} - \theta \right) \right) - \cos \left[\theta \left(- \theta \right) \right]$$

$$\frac{n}{} = 1 + \frac{1}{} \log \left[1 + \lambda_2 \text{ Sh } n \cdot \exp\left[- v \left(- \theta \right) \right] \right]$$

Application numérique

$\epsilon = 4$ d'où $\gamma = 2$, $\delta = \frac{1}{2}$

1°) $E_a = 10^6$ v/m $\quad A^2 = 1/3$

$w = 40\ a'$

$a' \geqslant 0,02$

a'	$\forall$	1	0,2		0,1		0,05			0,02			
$\frac{n}{n_s}$	1	1,1	1,1	2	1,1	2	1,1	2	2,2	1,1	2	3	4,4
t	0,0013	10^9	26	10^6	0,021	50	0,0042	0,32	1	0,002	0,018	0,1	1

2°) $E_a = 2.10^5$ v/m $\quad A^2 = \frac{5}{3}$

$w = 8\ a'$

$a' \geqslant 0,05$

a'	$\forall$	2	1	0,4		0,2			0,1			0,05			
$\frac{n}{n_s}$	1	1,1	1,1	1,1	2	1,1	2	2,2	1,1	2,2	3,3	1,1	2	3	5,6
t	0,0003	10^4	2,42	0,05	33	0,01	0,57	1	0,0037	0,082	1	0,0025	0,033	0,1	1

TABLEAU RECAPITULATIF B IV

a'			0,013	0,02	0,055	0,1	0,18	0,4	1	2	5
$N_a t = 10^{12}$		n_1	-	-	2	4	8	24	75	176	513
		n_2	-	-	2	5					
$N_a t = 10^{14}$		n_1	1	2	7	11	22	54	154	343	913
		n_2	1	2	9	15	29				
$E_a = 10^6$		n_s	-	1	4 ou 5	14	45	220	1400	5600	35000
	t = 0,01	n	-	2	7	15	45	220	1400		
	t = 1	n	-	5	9	20	46	220	1400		
$E_a = 2.10^5$		n_s	-	-	1	3	9	44	280	1120	7000
	t = 0,01	n	-	-	2	5	10	44	280		
	t = 1	n	-	-	6	10	20	66	290		

V - PRECIPITATION DES PARTICULES CHARGEES DANS UN CONDENSATEUR PLAN, SANS INJECTION D'IONS [28]

1 - Hypothèses

- Les coordonnées sont celles du système cartésien.

- Les sphérules portent une charge n e fonction de leur rayon a

- Le champ de précipitation E_p est uniforme

- Les forces aérodynamiques, autres que celles intervenant dans la direction du mouvement relatif sphérule/air porteur, sont négligées. On applique la loi de Stockes corrigée par le coefficient de Mullikan.

$$\vec{R} = 6 \Pi \eta \; a \; \frac{\vec{dr}}{dt} \left[1 + \mathcal{A} \frac{\lambda}{a} + \mathcal{B} \frac{\lambda}{a} \exp\left(- b \frac{a}{\lambda} \right) \right]^{-1}$$

R résistance de l'air

η viscosité dynamique de l'air

$\frac{dr}{dt}$ vitesse acquise par la sphérule sous l'action de forces extérieures

$\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$, b coefficients expérimentaux de Mullikan

Posons

$$M = \left[1 + \mathcal{A} \frac{\lambda}{a} + \mathcal{B} \frac{\lambda}{a} \exp\left(- b \frac{a}{\lambda} \right) \right]$$

- La vitesse de l'air est constante, à 4 % près, dans presque toute la section,

- La sphérule est parfaitement entraînée par le flux d'air.

2 - Mouvement uniforme de la sphérule chargée dans le champ électrique

Pour une trajectoire rectiligne, il n'intervient que :

- La pesanteur $\vec{P} = \frac{4}{3} \Pi \; a^3 \rho \; \vec{g}$ | ρ masse volumique de la sphérule ; $\vec{g}$ accélération de la pesanteur

- La force de Coulomb $\vec{F} = n \; e \; \vec{E}_p$ | E_p champ de précipitation

V - PRECIPITATION PAR INJECTION D'IONS [23]

1 - Hypothèses

- Les gouttelettes sont celles du système quaternaire.
- Les sphérules portent une charge n e fonction de leur rayon a
- Le champ de précipitation E_p est uniforme
- Les forces aérodynamiques, autres que celles intervenant dans la

la loi de Stockes corrigée par le coefficient de Millikan.

$$\frac{dz}{dt} = \left[1 + \left(\alpha + \beta \exp\left(-\gamma \frac{a}{\lambda} \right) \right) \frac{\lambda}{a} \right] \frac{2}{9} \frac{a^2 g}{\eta} \rho$$

η viscosité dynamique de l'air

R résistance de l'air

$\frac{dz}{dt}$ vitesse acquise par la sphérule sous l'action de forces extérieures

α, β, γ coefficients expérimentaux de Millikan

Posons

$$M = \left[1 + \left(\alpha + \beta \exp\left(-\gamma \frac{a}{\lambda} \right) \right) \frac{\lambda}{a} \right]$$

- La vitesse de l'air est constante, à 1 % près, dans presque toute la section,
- La sphérule est parfaitement entraînée par le flux d'air.

2 - Mouvement unidimensionnel de la sphérule chargée dans le champ électrique

Pour une trajectoire rectiligne, il n'interviennent que :

- La pesanteur $\vec{P} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho \vec{g}$ | ρ masse volumique de la sphérule
  | g accélération de la pesanteur
- La force de Coulomb $\vec{F} = n e \vec{E_p}$ | E_p champ de précipitation

Seuls sont envisagés les cas où $\vec{P}$ et $\vec{F}$ sont colinéaires (axe z)

$$\frac{dz}{dt} = \frac{M}{6 \Pi \eta a} \left[n e E_p \pm \frac{4}{3} \Pi a^3 \rho g \right]$$

Soit B, la mobilité dynamique d'une sphérule de rayon a

$$B = \frac{M}{6 \Pi \eta a}$$

Remarque 1 - Rôle de la pesanteur

Posons $n = n_s = 1,39 \ 10^9 \ E_a \ a^2$

$\rho = 2,5 \cdot 10^3 \ Kg/m^3$

$g = 10 \ m/s^2$

$\Big\}$ $\frac{4}{3} \Pi \rho g \simeq 10^5$

$P = 10^5 \ a^3$

$F = 2,22 \ 10^{-10} \ E_a \ E_p \ a^2$

Soient $a' = 10^6 \ a$ (μ)

$E' = 10^{-5} \ E$ (Kv/cm)

$P = F \implies a' = 22,2 \ E_a \ E_p$

Avec $E'_a \ E'_p = 10$ (valeur qu'on peut considérer comme minimale), l'égalité n'a lieu que pour $a' = 222 \ \mu$.

Le fait de négliger la pesanteur (et les forces d'inertie) entraîne donc une erreur ε :

$a'(\mu)$	$\leqslant 1$	2,5	5	10	20
ε (%)	$< 0,5$	1,2	2,3	4,5	9

Remarque 2 - Période de mouvement transitoire

Posons $m = \frac{4}{3} \Pi a^3 \rho$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = F - B^{-1} \frac{dz}{dt}$$

$$\frac{dz}{dt} = BF \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{B m} \right) \right]$$

$$z = BF \left[t + B m \exp \left(- \frac{t}{B m} \right) \right]$$

Seuls sont envisagés les cas où γ et β sont négligeables devant 1.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{q}{3\pi\varepsilon_0 c^3}\left[\vec{n}\wedge\vec{E}_p\right]^2 = \frac{q^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\gamma^6\left[\vec{n}\wedge\vec{\beta}\right]^2$$

Soit P_0 la puissance d'une sphère de rayon r_0 :

$$P_0 = \frac{q^2}{6\pi\varepsilon_0 r_0}$$

Photons $\quad n = n_a = 1{,}5 \quad 10^{-6} \quad E_a^2$

$\quad P = 2{,}5 \cdot 10^{-3} \quad E_a^2$

$\quad \beta = 10^{-6} \quad E_a$

$P = 10^{-3} \quad E_a^2$

$\gamma = 2{,}22 \quad 10^{-10} \quad E_a E_b$

Soient $\quad \beta' = 10^{-6} \quad a \qquad (a = 1)$

$p = E' \Longrightarrow \quad a' = 22{,}2 \quad E_a$

Avec $E'_a \; E'_b = 10$ (valeur qu'on peut considérer comme minimale),

l'égalité n'a lieu que pour $n' = 222$ u.

Le fait de modifier la pression (et les forces d'inertie) engendre donc une erreur :

Remarque 2 - Théorème de mouvement tronçonné

Remarque $\quad m = \frac{e}{c^2} \; l \; a^3 \; \theta$

$$\frac{de}{dt} = \frac{e}{c^2} \; l \; a^3 \; \theta$$

$$\frac{e}{c^2} = \frac{}{}$$

$$\frac{}{} = \frac{}{} \left(- \frac{e}{c^2} \right)$$

Soient h la distance de précipitation

t_p le temps de précipitation

$$t_p = \frac{h}{BF} - B\,m \exp\left(-\frac{t_p}{B\,m}\right)$$

Si $t_p \geqslant 4\,(Bm)$ $\quad t_p > 200\left[B\,m \exp\left(-\frac{t_p}{B\,m}\right)\right]$

et $t_p = \frac{h}{BF}$ à 0,5 % près.

La vitesse limite $\frac{dz}{dt} = BF$ est pratiquement immédiatement atteinte si $\frac{h}{BF} \geqslant 4\,B\,m$

Application numérique

$$\eta = 2 \cdot 10^{-5} \quad \text{poiseuille}$$

$$h = 10^{-2} \quad m$$

$$\frac{t_p}{B\,m} \simeq \frac{6 \cdot 10^8}{M^2\,a'^3}$$

$0{,}01 \leqslant a' \leqslant 1$ $\quad 0{,}1 < M < 1$ $\quad \frac{t_p}{Bm} \geqslant 10^8$

$a' = 100$ $\quad M = 1$ $\quad \frac{t_p}{Bm} \geqslant 600$

La période du mouvement transitoire est négligeable.

Remarque 3 - Champ créé par le faisceau de sphérules chargées

Le faisceau sort de la fente (mince) d'une buse. En première approximation, il est assimilé à un plan porteur d'une densité de charge superficielle σ sur chaque face.

$\sigma = \frac{1}{2}\,\mathcal{N}\,n\,e$ où $\mathcal{N}$ est la densité superficielle de sphérules

En fait, le faisceau d'aérosol a une épaisseur non négligeable; si l'on suppose que les sphérules se répartissent uniquement sur les faces inférieure et supérieure de ce faisceau, et forment la densité de charges σ le champ électrique induit, Ef, est maximal et vaut :

$$Ef = \frac{\mathcal{N}\,n\,e}{2\,\epsilon_o}$$

Application numérique

Supposons un empoussièrement excessif de 10^{-3} Kg/m^3 dû à des sphérules d'aérosol monodispersé de rayon a et de masse volumique ρ .

$$\mathcal{N} = \frac{10^{-3}}{\frac{4}{3}\ \Pi\ \rho\ a^3} \times a$$

Avec $\rho \simeq 2500$ Kg/m^3

$$\mathcal{N} = 10^{-7}\ a^2$$

Soit $n = n_s$ où $E_a = 10^6$ v/m, d'où :

$$Ef \simeq 10^{19}\ a^4$$

$a = 10^{-5}$ m $\qquad Ef \simeq 0{,}1$ v/m

$a = 10^{-4}$ m $\qquad Ef \simeq 100$ v/m

Dans tous les cas Ef est négligeable.

3 - Abcisse de captation

$$\frac{dz}{dt} = B\ n\ e\ E_p$$

Soit x_p l'abcisse de captation, x = 0 à l'entrée du précipitateur

$$x_p = \int_o^h \frac{dx}{dt}\ \frac{dz}{B\ n\ e\ E_p}$$ Voir Fig. 2 planche III

Le profil des vitesses imposé donne $\frac{dx}{dt}$ constant de 0 à h (en négligeant la couche limite) soit $v = \frac{dx}{dt}$

$$x_p = \frac{v\ h}{B\ n\ e\ E_p}$$

Application numérique

$v = 2$ m/s

$h = 1{,}3\ .\ 10^{-2}$ m

$E_p = 2\ .\ 10^5$ v/m

$$x_p = \frac{81{,}3\ .\ 10^{10}}{B\ n}$$

Supposons un diaphragme circulaire mince, placé à 10^{-3} m à droite de l'origine O, et percé d'un trou circulaire de rayon a = 10^{-4} m.

Soit $\vec{E}_0 = E_0 \vec{u}_x$ le champ électrique incident, avec $E_0 = 10^3$ V/m.

Soit $\vec{B}_0 = B_0 \vec{u}_y$ le champ magnétique incident, avec $B_0 = 10^{-6}$ T.

Soit $\vec{E}_1 = E_1 \vec{u}_x$ le champ électrique transmis, avec $E_1 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_1 = B_1 \vec{u}_y$ le champ magnétique transmis, avec $B_1 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_2 = E_2 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_2 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_2 = B_2 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_2 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_3 = E_3 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_3 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_3 = B_3 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_3 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_4 = E_4 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_4 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_4 = B_4 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_4 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_5 = E_5 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_5 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_5 = B_5 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_5 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_6 = E_6 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_6 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_6 = B_6 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_6 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_7 = E_7 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_7 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_7 = B_7 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_7 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_8 = E_8 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_8 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_8 = B_8 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_8 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_9 = E_9 \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_9 = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_9 = B_9 \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_9 = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{10} = E_{10} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{10} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{10} = B_{10} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{10} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{11} = E_{11} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{11} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{11} = B_{11} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{11} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{12} = E_{12} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{12} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{12} = B_{12} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{12} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{13} = E_{13} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{13} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{13} = B_{13} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{13} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{14} = E_{14} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{14} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{14} = B_{14} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{14} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{15} = E_{15} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{15} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{15} = B_{15} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{15} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{16} = E_{16} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{16} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{16} = B_{16} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{16} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{17} = E_{17} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{17} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{17} = B_{17} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{17} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{18} = E_{18} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{18} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{18} = B_{18} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{18} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{19} = E_{19} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{19} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{19} = B_{19} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{19} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{20} = E_{20} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{20} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{20} = B_{20} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{20} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{21} = E_{21} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{21} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{21} = B_{21} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{21} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{22} = E_{22} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{22} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{22} = B_{22} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{22} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{23} = E_{23} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{23} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{23} = B_{23} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{23} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{24} = E_{24} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{24} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{24} = B_{24} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{24} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{25} = E_{25} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{25} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{25} = B_{25} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{25} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{26} = E_{26} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{26} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{26} = B_{26} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{26} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{27} = E_{27} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{27} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{27} = B_{27} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{27} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{28} = E_{28} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{28} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{28} = B_{28} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{28} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{29} = E_{29} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{29} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{29} = B_{29} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{29} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{30} = E_{30} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{30} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{30} = B_{30} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{30} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{31} = E_{31} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{31} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{31} = B_{31} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{31} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{32} = E_{32} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{32} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{32} = B_{32} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{32} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{33} = E_{33} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{33} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{33} = B_{33} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{33} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{34} = E_{34} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{34} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{34} = B_{34} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{34} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{35} = E_{35} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{35} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{35} = B_{35} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{35} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{36} = E_{36} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{36} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{36} = B_{36} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{36} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{37} = E_{37} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{37} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{37} = B_{37} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{37} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{38} = E_{38} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{38} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{38} = B_{38} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{38} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{39} = E_{39} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{39} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{39} = B_{39} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{39} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{40} = E_{40} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{40} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{40} = B_{40} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{40} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{41} = E_{41} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{41} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{41} = B_{41} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{41} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{42} = E_{42} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{42} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{42} = B_{42} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{42} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{43} = E_{43} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{43} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{43} = B_{43} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{43} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{44} = E_{44} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{44} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{44} = B_{44} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{44} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{45} = E_{45} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{45} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{45} = B_{45} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{45} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{46} = E_{46} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{46} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{46} = B_{46} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{46} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{47} = E_{47} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{47} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{47} = B_{47} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{47} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{48} = E_{48} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{48} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{48} = B_{48} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{48} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{49} = E_{49} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{49} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{49} = B_{49} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{49} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{50} = E_{50} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{50} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{50} = B_{50} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{50} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{51} = E_{51} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{51} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{51} = B_{51} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{51} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{52} = E_{52} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{52} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{52} = B_{52} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{52} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{53} = E_{53} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{53} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{53} = B_{53} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{53} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{54} = E_{54} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{54} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{54} = B_{54} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{54} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{55} = E_{55} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{55} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{55} = B_{55} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{55} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{56} = E_{56} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{56} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{56} = B_{56} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{56} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{57} = E_{57} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{57} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{57} = B_{57} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{57} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{58} = E_{58} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{58} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{58} = B_{58} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{58} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{59} = E_{59} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{59} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{59} = B_{59} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{59} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{60} = E_{60} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{60} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{60} = B_{60} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{60} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{61} = E_{61} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{61} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{61} = B_{61} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{61} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{62} = E_{62} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{62} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{62} = B_{62} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{62} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{63} = E_{63} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{63} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{63} = B_{63} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{63} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{64} = E_{64} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{64} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{64} = B_{64} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{64} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{65} = E_{65} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{65} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{65} = B_{65} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{65} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{66} = E_{66} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{66} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{66} = B_{66} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{66} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{67} = E_{67} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{67} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{67} = B_{67} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{67} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{68} = E_{68} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{68} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{68} = B_{68} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{68} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{69} = E_{69} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{69} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{69} = B_{69} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{69} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{70} = E_{70} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{70} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{70} = B_{70} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{70} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{71} = E_{71} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{71} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{71} = B_{71} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{71} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{72} = E_{72} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{72} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{72} = B_{72} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{72} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{73} = E_{73} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{73} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{73} = B_{73} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{73} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{74} = E_{74} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{74} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{74} = B_{74} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{74} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{75} = E_{75} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{75} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{75} = B_{75} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{75} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{76} = E_{76} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{76} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{76} = B_{76} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{76} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{77} = E_{77} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{77} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{77} = B_{77} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{77} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{78} = E_{78} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{78} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{78} = B_{78} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{78} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{79} = E_{79} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{79} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{79} = B_{79} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{79} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{80} = E_{80} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{80} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{80} = B_{80} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{80} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{81} = E_{81} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{81} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{81} = B_{81} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{81} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{82} = E_{82} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{82} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{82} = B_{82} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{82} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{83} = E_{83} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{83} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{83} = B_{83} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{83} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{84} = E_{84} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{84} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{84} = B_{84} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{84} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{85} = E_{85} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{85} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{85} = B_{85} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{85} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{86} = E_{86} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{86} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{86} = B_{86} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{86} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{87} = E_{87} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{87} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{87} = B_{87} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{87} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{88} = E_{88} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{88} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{88} = B_{88} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{88} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{89} = E_{89} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{89} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{89} = B_{89} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{89} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{90} = E_{90} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{90} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{90} = B_{90} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{90} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{91} = E_{91} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{91} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{91} = B_{91} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{91} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{92} = E_{92} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{92} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{92} = B_{92} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{92} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{93} = E_{93} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{93} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{93} = B_{93} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{93} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{94} = E_{94} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{94} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{94} = B_{94} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{94} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{95} = E_{95} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{95} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{95} = B_{95} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{95} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{96} = E_{96} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{96} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{96} = B_{96} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{96} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{97} = E_{97} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{97} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{97} = B_{97} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{97} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{98} = E_{98} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{98} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{98} = B_{98} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{98} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{99} = E_{99} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{99} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{99} = B_{99} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{99} = 10^{-7}$ T.

Soit $\vec{E}_{100} = E_{100} \vec{u}_x$ le champ électrique diffracté, avec $E_{100} = 10^2$ V/m.

Soit $\vec{B}_{100} = B_{100} \vec{u}_y$ le champ magnétique diffracté, avec $B_{100} = 10^{-7}$ T.

D'où le Tableau B V

a'	M	B	n_s	x_s	n	x_p
0,02	6,13	$90,5 . 10^{10}$	1	0,9	2	0,45
0,055	2,72	$14,6.10^{10}$	5	1,1	9	0,61
0,18	1,47	$2,4.10^{10}$	45	0,75	46	0,73
0,41	1,2	$0,87.10^{10}$	225	0,40	225	0,40
1	1,08	$0,32.10^{10}$	1400	0,18		
2	1		5600	0,10		
5	1		35000	0,04		
10	1		139000	0,02		

Il apparaît que les sphérules les plus difficiles à capter ont leur rayon voisin de 0,1 micron.

VI - CHARGE ET PRECIPITATION SIMULTANEE DES SPHERULES DANS UN SYSTEME DE CYLINDRES CONCENTRIQUES

1 - Hypothèses

- A leur entrée dans le précipitateur, les sphérules sont neutres électriquement.

- Le champ de précipitation E_p est défini dans le chapitre

- Les autres hypothèses du § 1.V sont valables.

2 - Remarque : travaux de Challande (1955)

Challande [10] a étudié un cas analogue où il supposait le champ et la charge spatiale constants ; ce qui peut se justifier à partir du moment où les sphérules sont suffisamment éloignées de l'électrode ionisante et ont à parcourir une faible distance par rapport à l'écart entre électrodes.

Pour déterminer la charge et l'abcisse de captation, les deux mécanismes de charge proposés par Pauthenier ont été envisagés, en supposant les aérosols submicroniques conducteurs.

Le profil des vitesses d'écoulement de l'air pollué est supposé parfaitement laminaire et de forme parabolique, ce qui néglige les turbulences causées par le vent électrique, turbulences qui doivent rendre le profil des vitesses aléatoire et plutôt uniforme en moyenne dans le temps.

Enfin, l'aérosol pénètre sur toute la section libre entre les deux cylindres, au détriment des possibilités de séparation des sphérules de diamètre différent.

3 - Abcisses de captation des sphérules de dimension supérieure au micron

D'après les résultats du tableau B IV, le nombre de charges acquises est égal à n_s et en un temps de l'ordre de la milliseconde. Même si la vitesse d'entraînement $\frac{dx}{dt}$ est élevée (voir tableau B V), la distance parcourue pendant le temps de charge est négligeable par rapport à l'abcisse de captation ($a' \leqslant 10\ \mu$).

3.1 - Approximation : champ de précipitation E_p constant

On retrouve le cas du chapitre précédent et on peut reprendre les mêmes considérations pour arriver à un résultat analogue, la cote z étant remplacée par r .

3.2 - Champ de précipitation réel :

$$E_p = \frac{U_o}{r_1} \left(i^* + \frac{\alpha^*}{r^{*2}} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{cf § B II 3}$$

$$x_p = \frac{v}{B\ n\ e} \frac{r_1^2}{U_o} \int_{\frac{r_1-h}{r_1}}^{1} \frac{dr}{\left(i^* + \frac{\alpha^*}{r^{*2}} \right)^{\frac{1}{2}}}$$

$$u_1 = (i^* + \alpha^*)^{\frac{1}{2}}$$

$$u_h = \left[i^* \left(\frac{r_1 - h}{r_1} \right)^2 + \alpha^* \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$x_p = \frac{v}{B\ n\ e} \frac{r_1^2}{U_o} \frac{u_1 - u_h}{i^*}$$

Où $\frac{h}{E_p}$ a été remplacé par $\frac{r_1^2}{U_o} \frac{u_1 - u_h}{i^*}$

4 - Abcisses de captation des sphérules submicroniques

La charge acquise dépend du temps de précipitation selon une loi qui peut ne pas être analytique.

De plus, les turbulences créées par le vent électrique vont réentraîner plus facilement ces sphérules soumises à de faibles forces d'inertie ou de Coulomb ; l'abcisse de captation peut alors présenter de très fortes variations pour des sphérules de même charge.

La particule a atteint une certaine charge quand elle est captée par le cylindre extérieur. On pourrait supposer qu'elle parcourt la distance h avec cette charge et sans en acquérir de nouvelles, mais qu'elle a franchi une abcisse x_c à la cote h pour acquérir sa charge.

3.2 - Champ de pesanteur réel :

$$\frac{\quad}{\quad}$$

$$\frac{\quad}{\quad}$$

$$\frac{\quad}{\quad}$$

$$\frac{\quad}{\quad}$$

où $\frac{\quad}{\quad}$ a été remplacé par $\frac{\quad}{\quad}$

4 - Influence de répartition des densités volumiques :

le champ accusé dépend de cette répartition selon une loi qui peut ne pas être analytique.

De x_c à x_p , on pourrait appliquer les résultats des §§ 3.1 ou 3.2 et évaluer graphiquement x_c d'après la vitesse d'acquisition de charges définis dans les chapitres II à IV . Voir Fig.3,4 planche III.

En fait, ces calculs précis exigeraient des données moins approximatives que celles dont on dispose et pratiquement, on pose $x_c = 0$ et on applique les calculs du § 3 ce qui donne des résultats minorés.

5 - Application numérique

$$n_s = 139 \cdot 10^{-7} E_a a^2$$

$$E_a = U_o \left[\frac{i^*}{r_1^2} + \frac{\alpha^*}{(r_1 - h)^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$i^* = 0,43$

$v = 1$ m/s

$U_o = 20000$ v $\qquad \alpha^* \simeq 3.10^{-2} \qquad u_1 \simeq 0,68$

$U_o = 10000$ v $\qquad \alpha^* \simeq 10^{-2} \qquad u_1 \simeq 0,66$

Soit $a = 0,18\ \mu$

5.1 - $h = r_1$

- $U_o = 2.10^4$ v $\qquad E_a \simeq 60.10^5$ v/m $\qquad n_s \simeq 270$

  $u_h \simeq 0,17 \qquad x_p \simeq 20$ mm

- $U_o = 10^4$ v $\qquad E_a \simeq 150.10^5$ v/m $\qquad n_s \simeq 700$

  $u_h \simeq 0,1 \qquad x_p \simeq 15$ mm

5.2 - $h = r_1 - 1$ mm

- $U_o = 2.10^4$ v $E_a \simeq 35.10^5$ v/m $n_s \simeq 160$

  $u_h \simeq 0,17$ $x_p \simeq 30$ mm

- $U_o = 10^4$ v $E_a \simeq 10^6$ v/m $n_s \simeq 46$

  $u_h \simeq 0,1$ $x_p \simeq 240$ mm

5.3 - $h \simeq r_1 - 2$ mm

- $U_o = 2.10^4$ v $E_a \simeq 13.10^5$ v/m $n_s = 83$

  $u_h \simeq 0,19$ $x_p = 60$ mm

- $U_o = 10^4$ v $E_a \simeq 6.10^5$ v/m ce qui donnerait une charge $n_s = 28$ un peu inférieure à la charge par diffusion ; posons :

  $n = 31$

  $u_h = 0,12$ $x_p = 340$ mm

5.4 - $h \simeq 13$ mm

- $U_o = 2.10^4$ v $E_a \simeq 7.10^5$ v/m $n_s \simeq 31$

  $u_h \simeq 0,29$ $x_p \simeq 200$ mm

- $U_o = 10^4$ v $E_a \simeq 3.10^5$ v/m où $n_s \simeq 15$

soit toujours la charge $n = 31$

  $u_h \simeq 0,26$ $x_p = 400$ mm

Ces résultats montrent que les erreurs de détermination de r^*_o et donc de α^* n'entraînent que de faibles écarts pour $r^* \geq \frac{1}{2}$ alors qu'ils prennent des proportions considérables quand r^* est proche de r^*_o. Pratiquement cela nous impose d'injecter les sphérules loin de l'électrode émettrice pour pouvoir comparer résultats théoriques et expérimentaux.

$-U_o^{\circ} = 2.10^4$ v $\quad E_o^{\circ} = 35.10^5$ v/m $\quad n_s \simeq 130$

$v_o^{\circ} \simeq 0,12$ $\quad x_p^{\circ} = 36$ mm

$-U_o' = 10^4$ v $\quad E_o' \simeq 10^5$ v/m $\quad n_s \simeq 47$

$v_M \simeq 0,1$ $\quad x_p \simeq 300$ mm

$-U_o^{\circ} = 2.10^4$ v $\quad E_o^{\circ} \simeq 15.10^5$ v/m $\quad n_s = 93$

$v_M \simeq 0,12$ $\quad x_p = 60$ mm

$-U_o^{\circ} = 10^4$ v $\quad E_o^{\circ} \simeq 6.10^5$ v/m de cet écartement une charge

$n_s = 38$ un peu inférieure à la charge par solution ; pesons :

$n = 31$

$v_M = 0,12$ $\quad x_p = 240$ mm

$-U_o^{\circ} = 6.10^4$ v $\quad E_o^{\circ} = 2.10^5$ v/m $\quad n_s \simeq 31$

$v_M \simeq 0,26$ $\quad x_p \simeq 200$ mm

$-U_o' = 1'$ v $\quad E_o' \simeq 3.10^5$ v/m ou $\quad n_s \simeq 15$

sol. tonjours la charge $\quad n = 31$

$v_M \simeq 0,26$ $\quad x_p = 411$ mm

Nos relations montrent que les erreurs de détermination de v_o° et
lors de x_p n'entraînent pas de faibles écarts pour $n = \frac{1}{2}$ alors qu'il
nécessite la détermination [illegible] et qu'elle [illegible]
[illegible] [illegible] [illegible]
pourvoir comporter [illegible] [illegible] [illegible].

Planche B III

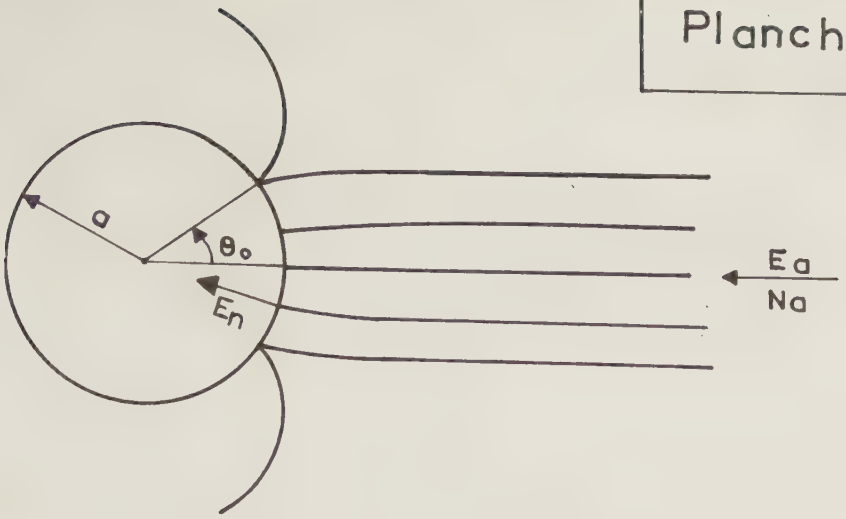


Fig.1 Flux de charges sur la sphérule dû au champ électrique E_a

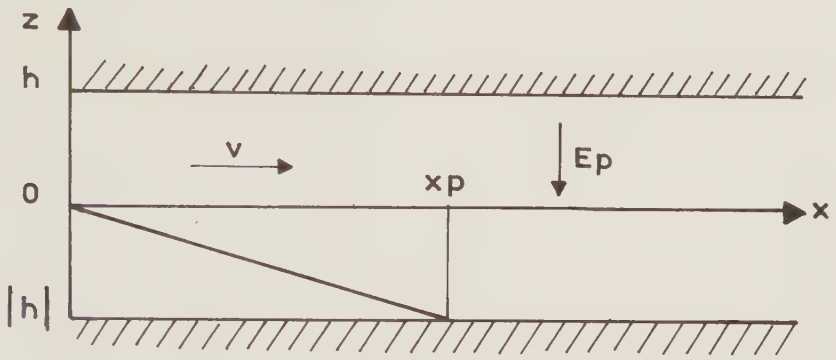


Fig.2 Trajectoire et abcisse de captation xp des sphérules dans le condensateur plan

Trajectoires de précipitations des sphérules submicroniques dans l'appareil à chambre unique de charge et de précipitation

De 0 à x_c la sphérule est chargée sans être précipitée
De x_c à x_p la sphérule est précipitée sans recevoir de nouvelles charge

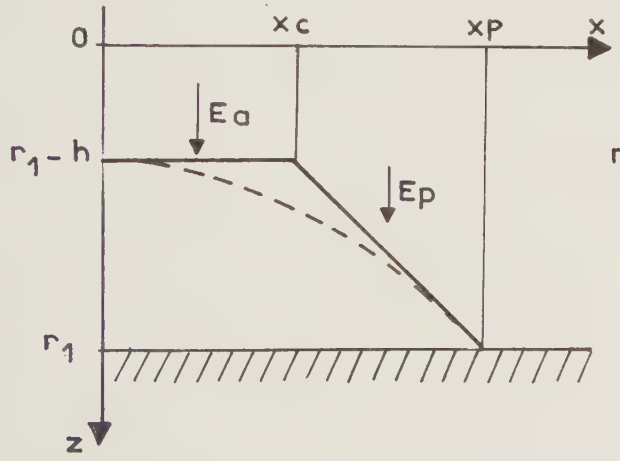


Fig.3 le champ électrique de précipitation Ep est supposé constant

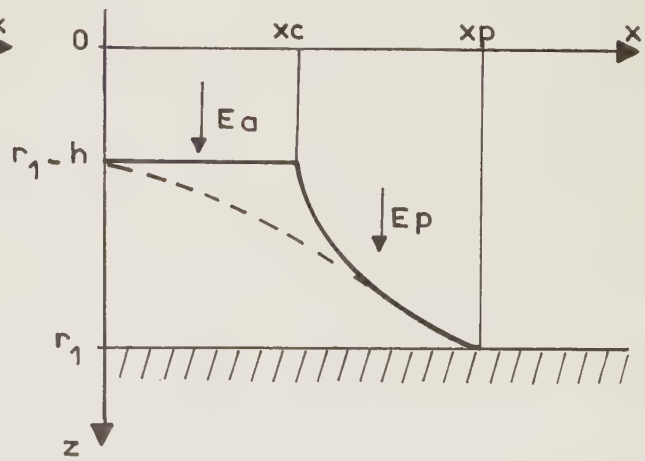


Fig.4 champ électrique Ep de précipitation réel.

En pointillé, la trajectoire réelle supposée.

PARTIE C

CONCEPTION D'UN APPAREIL A CHAMBRE UNIQUE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - CONCEPTION ET REALISATION

1 - Description et dimensions

La chambre est un condensateur cylindrique ; l'électrode interne est un fil de faible rayon r_e de 40 à 250 microns et de longueur : 0,55 m ; l'électrode externe est un "cylindre" coaxial de section carrée aux angles arrondis, chacune des quatre faces planes étant démontables (système à tiroirs) et distante de 20mm du fil.

Le double flux est réalisé à l'aide d'une préchambre d'injection comportant un canal d'air propre de section identique à la chambre et une buse d'injection de l'aérosol.

Le fil est maintenu en place et isolé par deux porte électrodes en araldite taillés en "aile d'avion".

Les "tiroirs" constituants les faces planes du cylindre extérieur sont en alliage d'aluminium (matériau choisi pour sa faible masse volumique) et coulissent le long de longerons en bronze (choisi pour ses bonnes qualités de frottement). Ces longerons sont fixés sur des parois de permali (bois contreplaqué et imprégné de résine synthétique ayant de bonnes qualités mécaniques et électriques) ; ces parois forment un carter à peu près étanche au précipitateur.

Deux brides, en acier inoxydable, maintenues par des tirants assurent l'étanchéité aux extrémités du précipitateur et permettent le raccordement du bloc d'aspiration et de la chambre d'injection.

Cette dernière est réalisée en plexiglass et assez longue pour que le régime d'écoulement de l'air propre et de l'aérosol soit laminaire établi à l'entrée du précipitateur quand la vitesse est de 25 cm/s, ou presque établi.

Voir schéma planche CI1.

2 - Problèmes technologiques

2.1. Porte électrodes profilés

Quatre rôles leurs sont dévolus :

1°/ Assurer une géométrie rigoureuse au système : une faible dissymétrie géométrique se répercute considérablement sur la répartition des paramètres de la décharge couronne et entraîne une forte dissymétrie électrique.

[illegible]

[illegible]

La chambre est un condensateur cylindrique ; l'électrode interne est un fil de faible rayon r_0 de 40 à 230 microns et de longueur : 0,55 m ; l'électrode externe est un "cylindre" coaxial de section carrée aux angles arrondis, chacune des quatre faces planes étant démontables (aysdms à chrome) et distante de 20mm du fil.

Le double flux est réalisé à l'aide d'une précloisons l'injection comportant un canal d'air propre de section identique à la chambre et une [illegible] de l'alcool.

Le fil est maintenu en place et isolé par deux perles électrodes en matière textile en "nids d'ovion".

Les "circuits" constituants les faces planes du cylindre extérieur sont en aluminium (matériau choisi pour sa faible masse volumique) se caractérisant le long de longerons en bronze (choisi pour ses bonnes qualités de frottement). Ces longerons sont fixés sur les jarrois de permali (bois commercialisé et imprégné de résine synthétique ayant de bonnes qualités mécaniques et électriques) ; ces parois forment un carter à peu près étanche au photoélectron.

Deux brides, en métal inoxydable, maintenues par des chemins assurent l'étanchéité aux soudures des précipitateurs et permettent le raccordement du bloc d'aspiration et de la chambre d'injection.

Cette dernière est réalisée en plexiglass et assez longue pour que le régime d'écoulement de l'air propre et de l'héxosol soit laminaire établi à l'arrivée du précipitateur quand la vitesse est de 25 cm/s,ou presque établi [illegible].

2 - [illegible]

[illegible]

Quatre règles leurs sont dévolus :

1°) Assurer une géométrie cylindrique en ayant : une faible dissymétrie géométrique se répercute considérablement sur la répartition des paramètres de la décharge couronne et entraîne une forte dissymétrie électrique.

2°/ Assurer la tension mécanique du fil, pour respecter la condition précédente et limiter l'amplitude de vibration du fil.

3°/ Assurer l'isolation électrique entre les électrodes (en particulier au niveau du raccordement du profil à la paroi du cylindre extérieur) et l'alimentation de la haute tension.

4°/ Ne pas perturber l'écoulement de l'air pollué, d'où la forme en "aile d'avion" qui limite la longueur du sillage du porte électrode.

2.2. Démontage et nettoyage de l'électrode collectrice

D'après la planche CI1, si les tiroirs latéraux sont facilement démontables, les tiroirs inférieur et supérieur, prisonniers des porte-électrodes, demandent le démontage préliminaire de ces derniers, au détriment des 1°/ et 2°/ cités plus haut .

La conception serait donc à revoir si le système était conservé.

2.3. Réalisation de l'étanchéité

Elle n'a pas été prévue au départ parce que non indispensable au but poursuivi. Mais l'étude du rendement de l'appareil au photomètre exige une étanchéité parfaite, pour éviter tout échange d'aérosol avec le milieu extérieur.

2.4. Perte de charge

Le flux d'air secondaire doit être propre : il est obtenu à partir de l'air ambiant qui pénètre dans la chambre d'injection au travers d'un filtre à pores calibrés. La perte de charge qui en résulte ôte l'un des avantages de la précipitation électrostatique et limite le débit d'utilisation.

L'utilisation d'un débit d'air comprimé et propre pourrait y remédier, mais au détriment de l'autonomie (ultérieure) de l'appareil.

Le débit est contrôlé par un débitmètre type rotamètre et réglé en agissant sur la vitesse du moteur d'aspiration.

3 - Paramètres électriques

3.1 - Caractéristique tension/courant d'ionisation

Le courant recueilli sur le cylindre extérieur est mesuré par un microampéremètre et l'intensité du courant par unité de longueur s'en déduit immédiatement (L_c = 0,55 m).

On obtient les courbes $i(U_o)$ planche CI2 Fig. 1.

L'intensité du courant d'ionisation est presque double en polarité négative qu'en positive, en contrepartie la répartition du courant d'ionisation n'est pas uniforme mais concentrée en quelques points du fil, et ce, d'autant plus, qu'il existe un écoulement gazeux et que le diamètre du fil est élevé.

3.2 - Répartition du courant d'ionisation suivant les génératrices du cylindre extérieur

La surface de l'un des tiroirs a été recouverte d'un circuit imprimé comportant 13 bandes parallèles et isolées les unes des autres.

Le courant recueilli sur chaque bande a été mesuré, pour différentes valeurs du courant total $i \times L_c$ en polarité négative ; ce qui a donné les courbes de la Fig. 2 planche CI2.

Du tiroir latéral gauche au tiroir latéral droit, le courant varie du simple au double, bien que l'excentration du fil ne dépasse pas 0,5 mm, soit le diamètre du fil.

3 - Expériences électriques

3.1 - Répartition du courant d'ionisation entre les électrodes

Le courant recueilli sur le cylindre extérieur est mesuré par un microampèremètre et l'intensité du courant par unité de longueur s'en déduit aisément ($I_0 = 1{,}31$ mA).

L'intensité du courant d'ionisation est presque doublée en polarité négative qu'en positive, en conséquence la répartition du courant d'ionisation n'est pas uniforme mais concentrée en quelques points du fil, et ce, d'autant plus, qu'il existe un écoulement gazeux et que le diamètre du fil est élevé.

3.2 - Répartition du courant d'ionisation suivant les génératrices du cylindre extérieur

La surface de l'un des tiroirs a été recouverte d'un circuit imprimé comportant 13 bandes parallèles et isolées les unes des autres.

Le courant recueilli sur chaque bande a été mesuré, pour différentes valeurs du courant total i x I_0 en polarité négative ; ce qui a donné les courbes de la Fig. 2 planche CT2.

Du tiroir latéral gauche au tiroir latéral droit, le courant varie du simple au double, bien que l'excentration du fil ne dépasse pas 0,5 mm, soit le diamètre du fil.

II - BANC D'ESSAIS DE PRECIPITATION

1 - Méthode de génération d'aérosol

Elle est dérivée de celle utilisée par Wajsfelner [29] pour l'étude de la charge naturelle des aérosols.

La méthode utilise des suspensions monodispersées de billes de polystyrène latex (ϵ = 2,5 à 2,8) fabriquées par la DOW Chemical Inc (USA) et conservées dans l'eau. La suspension est pulvérisée sous forme de brouillard dans un générateur, séchée en passsant dans un grand volume d'air et enfin utilisable pour l'injection dans l'appareil étudié. Le précipité est visible sur l'électrode collectrice après qu'une quantité suffisante d'aérosol ait été captée : les essais durent au moins quelques minutes.

2 - Montage du banc d'essai

Le débit d'aérosol est réglable en agissant sur la pression appliquée au générateur de brouillard, sur un débit de fuite de l'aérosol ou sur un étrangelement du circuit de l'aérosol et il est contrôlé par un débitmètre à bille. Voir planche CII.

Trois types de buses d'injection sont utilisées :

- buse plate
- buse cylindrique
- buse annulaire.

Remarque d'ordre pratique .- Le circuit de génération doit être le plus court possible est posséder le minimum de défauts aérodynamiques (étranglements. et coudes brusques,divergents) afin d'y limiter la perte d'aérosol.

A l'aval du précipitateur, avant l'aspiration, un photomètre peut mesurer la quantité d'aérosol non précipitée et donner le rendement de l'appariel par le rapport des mesures faites avec et sans application de la tension entre les électrodes.

3 - Conditions des essais

D'après le tableau BV, les sphénules les plus difficiles à capter ont un diamètre de l'ordre de 0,3 micron. C'est donc avec un aérosol d'un diamètre de 0,357μ (avec une dispersion de 1,5 % d'après le fabricant, mais plutôt proche de 10 % en réalité) que l'on va effectuer les essais de rendement.

II - [illegible] D'ESSAIS DE [illegible]

1 - [illegible]

Elle est dérivée de celle utilisée par Hofsteiner [20] pour l'étude de la charge naturelle des aérosols.

La méthode utilise des suspensions [illegible] de billes de polystyrène latex ($e = 2,5$ à $2,8$) fabriquées par la DOW Chemical Inc (USA) et conservées dans l'eau. La suspension est pulvérisée sous forme de brouillard dans un générateur, séchée en passant dans un grand volume d'air [illegible] [illegible] [illegible] [illegible] a été capté : les essais durent au moins quelques minutes.

2 - Montage du banc d'essai

La débit d'aérosol est réglable en agissant sur la pression appliquée au générateur de brouillard, sur un débit de fuite de l'aérosol ou sur un étranglement du circuit de l'aérosol et il est contrôlé par un débitmètre à bille. Voir planche CII.

Trois types de buses d'injection sont utilisées :

- [illegible]
- buse cylindrique
- buse annulaire.

Remarque d'ordre pratique . - Le circuit de génération doit être le plus court possible et posséder le minimum de défauts aérodynamiques (étranglements, coudes brusques, divergents) afin d'y réduire la perte d'aérosol.

A l'aval du précipitateur, avant l'aspirateur, un photomètre peut mesurer la quantité d'aérosol non précipitée et donner le rendement de l'appareil par le rapport des mesures faites avec et sans application de la tension [illegible].

3 - Conditions des essais

D'après le tableau XV, les sphérules les plus difficiles à capter ont un diamètre de l'ordre de 0,3 micron. C'est donc avec un aérosol d'un diamètre de 0,357μ (avec une dispersion de 1,5 % d'après le fabricant, mais plutôt proche de 10 % en réalité) que l'on va effectuer les essais de rendement.

La durée des prélèvements varient de quelques minutes à six heures. Les essais ont été d'abord conduits avec de faibles nombres de Reynolds R. En effet d'après les résultats de Madelaine et Roure[30] dans leur étude aérodynamique de tubes de type Zélény, avec des vitesses de 0,05 m/s à 0,25 m/s (R de 50 à 250), la longueur de la chambre d'injection assure la formation d'un profil de vitesses très proche du profil laminaire parfait à l'entrée du précipitateur.

Ultérieurement, compte tenu de la perte de charge créée par le filtre à l'amont de la chambre d'injection, la vitesse sera portée à 1 m/s afin d'assurer le traitement d'un débit suffisant.

III - RESULTATS

1 - Vérification de l'aérodynamique

On contrôle que la vitesse au centre de la section de la chambre d'injection est le double de la vitesse moyenne pour assurer l'écoulement stable d'un fumigène visible (répartition parabolique des vitesses).

En mettant un cylindre de 4 mm de diamètre à la place du fil axial, on transforme le précipitateur en condensateur cylindrique, sans décharge Couronne, sous une différence de potentiel de 9000 V. De cette façon, on capte seulement les particules d'aérosol qui portent naturellement quelques charges élémentaires. En utilisant la buse d'injection d'aérosol plate, disposée verticalement et dans l'axe du condensateur, on observe sur les faces inférieure et supérieure de l'électrode collectrice une trace rectiligne de précipitation, visible à partir de l'abcisse 0,25 m jusqu'à l'extrémité de la surface des tiroirs.

(Voir : Fig. 2 - planche CIII 1).

Dans les essais avec ionisation, on constate que les traces s'étalent sur toute la surface des tiroirs ; l'écoulement est certainement très turbulent.

2 - Polarité négative

2.1 - Paramètres électriques

Trois électrodes injectrices d'ions sont utilisées :

- Fil de 500 µ sur 0,55 m en cuivre
  U_o = 11 500 V i = 0,55. 10^{-3} A/m
- Fil de 500 µ sur 0,10 m en cuivre
  U_o = 12 600 V i = 1,5. 10^{-3} A/m
- Fil de 100 µ sur 0,55 m en tungstène
  U_o = 12 000 V i = 3,11 10^{-3} A/m.

Dans chacun des cas le champ moyen est environ Ep = 6.10^5 V/m, soit des abcisses de captation théoriques de 0,06 m environ pour une vitesse d'écoulement de 0,2 m/s et 0,3 m pour 1 m/s.

III - [illegible]

1 - Vérification de l'aérodynamique

On contrôle que la vitesse au centre de la section de la chambre d'injection est le double de la vitesse moyenne pour assurer l'écoulement stable d'un fluide visqueux (répartition parabolique des vitesses).

En mettant un cylindre de 4 mm de diamètre à la place du fil axial, on transforme le précipitateur en condensateur cylindrique, sans décharge Couronne, sous une différence de potentiel de 8000 V. De cette façon, on capte seulement les particules d'aérosol qui portent naturellement quelques charges élémentaires. En utilisant la buse d'injection d'aérosol plat, disposée verticalement et dans l'axe du condensateur, on observe sur les faces inférieure et supérieure de l'électrode collectrice une trace rectiligne de précipitation, visible à partir de l'abscisse 0,25 m jusqu'à l'extrémité de la surface des tiroirs.

(Voir : Fig. 2 - planche CIII 1).

Dans les essais avec ionisation, on constate que les traces s'étalent sur toute la surface des tiroirs ; l'écoulement est certainement [illegible]

2 - Polarité négative

2.1 - Paramètres électriques

Trois électrodes injectrices à fil sont utilisées :

- Fil de 300 µ sur 0,55 m en cuivre
  U_0 = 11 500 V   i = 0,55 . 10^{-5} A/m
- Fil de 500 µ sur 0,10 m en cuivre
  U_0 = 12 500 V   i = 1,5 . 10^{-5} A/m
- Fil de 100 µ sur 0,55 m en tungstène
  U_0 = 12 000 V   i = 2,11 . 10^{-5} A/m.

Dans chacun des cas le champ moyen est environ Eo = 4.10^{5} V/m, soit des longueurs de captation théoriques de 0,1 m environ pour une vitesse d'écoulement de 0,2 m/s et 0,3 m pour 1 m/s.

2.2. Aspects des précipités

Les traces présentent une succession de taches (voir photo 1 - planche C III 2) qui semblent correspondre aux zones ponctuelles plus lumineuses de la décharge Couronne, observables çà et là, le long du fil.

La photo 2 est relative à un montage hybride : la partie ionisante est limitée à 0,1 m en amont, la partie aval étant semblable au condensateur cylindrique décrit au paragraphe précédent. Aucune précipitation n'a lieu dans cette partie aval ce qui semblent signifier compte tenu des résultats précédents, que l'aérosol est précipité aussitôt qu'il est chargé.

Cependant la polarité négative favorise fortement la formation d'ozone qui attaque les tiroirs en alliage d'aluminium. Le dépôt d'alumine ainsi formé a le même aspect à l'oeil nu que le précipité d'aérosol ; une vérification au microscope électronique montre que les traces observées sont dues en grande partie à un dépôt à l'aspect floconneux et translucide, plutôt qu'aux billes opaques de Dow-latex.

3 - Polarité positive

3.1. Paramètres électriques

L'électrode injectrice d'ions utilisée est un fil de cuivre argenté, d'un diamètre de 125 ± 0,5 microns, de très haute définition géométrique (variations du rayon de courbure inférieures à 1 %), afin d'améliorer la régularité de l'effet Couronne.

On utilise : U_o = 20000 V i = 1,45 mA/m

U_o = 10000 V i = 0,37 mA/m.

Le champ et la charge électrique correspondants ont été calculés en B VI, suivant la distance de précipitation pour des aérosols de permittivité relative $\epsilon = 4$, alors que le polystyrène a une permittivité moyenne de 2,6. Si l'aérosol était rigoureusement sec, l'erreur relative de calcul de la charge de saturation des sphérules serait de 15 %. Des traces d'humidité résiduelle, dues au mode de génération, doivent diminuer cette erreur.

2.3. [illegible]

Les traces présentent une succession de tâches (voir photo I - planche 0 III 2) qui semblent correspondre aux zones pour lesquelles plus aucune [illegible] n'est visible à un instant donné : la perte lumineuse est limitée à $0,1$ mm environ. La perte aval étant semblable en cylindrique décrit en paragraphe précédent. Aucune précipitation n'a lieu dans cette partie aval ce qui semblait [illegible] dans des [illegible] que l'aérosol est [illegible] qu'il est chargé.

[illegible] qui atteint les étapes en aval de la [illegible]. ainsi formé a la même [illegible] que le précipité d'aérosol : une [illegible] au microscope électronique montre que les traces observées sont dues au grande partie à un dépôt à l'aspect floconneux et translucide, plus qu'aux billes opaques de non-lieu.

3 - Polarité [illegible]

3.1. [illegible]

L'électrode [illegible] d'Ions utilisée est un fil de suivre supporté d'un diamètre de $125 \pm 0,5$ microns, la cible [illegible] (variations du rayon de courbure inférieures à 1 %), afin d'améliorer la [illegible]

On utilise : U_0 = 20000 V i = 1,45 mA/m

U_0 = 19500 V i = 0,7 mA/m.

Le champ et la charge électrique correspondante ont été calculés en B VI, suivant la théorie de [illegible] pour des sphères de permittivité relative $\varepsilon = 4$, alors que le polystyrène a une permittivité voisine de 2,6. Si l'aérosol émis [illegible] ne, l'erreur [illegible] le calcul de la charge de saturation des sphères serait de 15 %. Une [illegible] négligeable, due au mode de [illegible], devrait diminuer cette erreur.

3.2. Abcisses théoriques de captation

La vitesse moyenne d'écoulement v vaut 1 m/s, elle est supposée constante pour toute valeur de x et r.

Soit Δx la dispersion relative de l'abcisse de captation autour d'une valeur moyenne x_p : Δx dépend de Δv, Δh et Δn les dispersions relatives respectives autour de v, h, la distance de précipitation, suivant r et n le nombre de charges de la sphérule.

Deux buses sont utilisées ; elles ont un axe de symétrie colinéaire à celui du précipitateur et supposé distant de r, au cylindre extérieur.

3.2.1. Buse cylindrique

$h = 21 \pm 1$ mm ou $\Delta h = \pm 5$ %.

Posons $h = (r_1 - 1) \pm 1$ mm ; d'après les calculs faits en B VI 5 :

$U_o = 20000$ V $h = 21$ mm $n = 160$ $xp = 30$ mm

$\Delta h = -5$ % $\Delta n \simeq + 70$ % $\Delta x = - 50$ %

$\Delta h = + 5$ % $\Delta n \simeq - 50$ % $\Delta x = + 100$ %

ou : $15 \leq x_p \leq 60$ mm

$U_o = 10000$ V $h = 21$ mm $n = 46$ $xp = 240$ mm

$\Delta h = -5\%$ $\Delta n = + 1400$ % $\Delta x = -95$ %

$\Delta h = + 5\%$ $\Delta n = - 30$ % $\Delta x = + 40$ %

ou $15 \leq xp \leq 340$ mm.

3.2.2. Buse annulaire

$h = 13 \pm 0{,}4$ mm ou $\Delta h = \pm 3$ %.

Les calculs du § BVI 5 donnent :

$U_o = 20000$ V $h = 13$ mm $n \simeq 31$ $xp = 200$ mm

$\Delta h = \pm 3\%$ $\Delta n = 0\%$ $\Delta x \simeq \Delta h$

ou $194 \leq xp \leq 206$ mm.

4.2. Abaques

4.2.1. Abaques universels de conception

Ils utilisent uniquement l'écoulement à veine libre, elle est supposée constante pour toute valeur de Δp.

Soit Δx la déformation relative de l'éprouvette de compression, d'une valeur moyenne x : Δx dépend de Δp et de Δp_0 par l'opération préliminaire, mais x est indépendante de p_0 à la différence de Δp ; Δx dépend de Δp et de p_0 par l'intermédiaire de x, et n'est indépendante de p_0 que dans le domaine de linéarité de la déformation.

Deux types sont utilisables ; elles ont la forme de spirales coupées

[illegible]

$h = 21 \pm 1$ mm ou $\Delta h = \pm 5$ %.

Posons $h = (1 - \frac{1}{2}) \pm 1$ mm ; d'après les calculs faits en

± 2 %

$U_0 = 20000$ V $h = 21$ mm $n = 150$ $\pm p = 30$ mm

$\Delta h = -5$ % $\pm n = +50$ % $\Delta x = -50$ %

$\Delta h = +5$ % mm $= -50$ % $\Delta x = +100$ %

ou : $15 \leq \pm p \leq 60$ mm

$U_0 = 10000$ V $h = 21$ mm $n = 45$ $\pm p = 240$ mm

$\Delta n = +100$ % $\Delta x = -25$ %

ou $15 \leq \pm p < 240$ mm

4.2.2. Types simplifiés

$n = 12 \pm 0,4$ mm $\Delta h = \pm 5$ %.

Pour calculs du § IV.2 suivant :

$U_0 = 20000$ V $h = 10$ mm $n = 21$ $\pm p = 240$ mm

$\pm p = \pm x$ % $\Delta n = \Delta x$ $\Delta x = \pm x$ %

Soit Δx la déformation relative de l'éprouvette de compression pour une valeur moyenne x : Δx dépend de Δp et de p_0 par l'opération préliminaire, mais x est indépendante de p_0 à la différence de Δp ; Δx dépend de Δp et de p_0 par l'intermédiaire de x, et n'est indépendante de p_0 que dans le domaine de linéarité de la déformation.

Deux types sont utilisables ; elles ont la forme de spirales coupées

[illegible]

$h = 21 \pm 1$ mm ou $\Delta h = \pm 5$ %.

Posons $h = (1 - \frac{1}{2}) \pm 1$ mm ; d'après les calculs faits en

± 2 %

$U_0 = 20000$ V $h = 21$ mm $n = 150$ $\pm p = 30$ mm

$\Delta h = -5$ % $\pm n = +50$ % $\Delta x = -50$ %

$\Delta h = +5$ % mm $= -50$ % $\Delta x = +100$ %

ou : $15 \leq \pm p \leq 60$ mm

$U_0 = 10000$ V $h = 21$ mm $n = 45$ $\pm p = 240$ mm

$\Delta n = +100$ % $\Delta x = -25$ %

ou $15 \leq \pm p < 240$ mm

4.2.2. Types simplifiés

$n = 12 \pm 0,4$ mm $\Delta h = \pm 5$ %.

Pour calculs du § IV.2 suivant :

$U_0 = 20000$ V $h = 10$ mm $n = 21$ $\pm p = 240$ mm

$\pm p = \pm x$ % $\Delta n = \Delta x$ $\Delta x = \pm x$ %

U_o = 10000 V h = 13 mm $n \simeq 31$ x_p = 400 mm

$\Delta h = \pm 3$ % $\Delta n = 0$ % $\Delta x \simeq \Delta h$

ou $388 \leqslant xp \leqslant 412$mm.

3.2.3. Intérêts de ces buses

Dans le cas de la buse cylindrique, la dispersion de l'abcisse de captation est très forte, le débit est très faible (section d'injection de 11 mm^2),mais la fabrication est aisée et la comparaison des résultats avec ceux de la buse annulaire est sensée donner une idée de l'influence réelle du paramètre h. La section d'injection de la buse annulaire est trois fois plus grande que celle de la buse cylindrique.

3.3. Résultats de précipitation avec la buse cylindrique

Voir Fig. 3 planche C III 1.

Les traces de précipitation présentent de fortes variations en abcisse et en intensité, suivant les faces de l'électrode collectrice et indépendamment des paramètres électriques ; l'abcisse de captation s'étend en moyenne de 0 à 120 mm. L'ordre de grandeur des abcisses théoriques est respecté, mais l'influence de U_o n'est pas vérifiée.

La contribution de la grandeur de U_o est, peut être, masquée par des conditions aérodynamiques de turbulences, qui dominent les conditions théoriques de précipitation.

3.4. Résultats de précipitations avec la buse annulaire

Les traces obtenues sont analogues à celles de la planche C III 1 dans le cas de la buse cylindrique.

La trace s'étend en moyenne de l'entrée à 130 mm avec son maximum vers 60 mm. Les résultats sont plus éloignés des prévisions théoriques, qu'avec la buse cylindrique.

3.5. Essai à vitesse réduite

Avec une vitesse de l'ordre de 20 cm/s, les autres paramètres étant conservés, on obtient encore une fois le même genre de précipité et les mêmes abcisses.

3.6. Conclusion

La précipitation semble se faire indépendamment des valeurs du champ électrique, de la distance de précipitation et de la vitesse moyenne d'écoulement ; le phénomène de précipitation ne correspond pas à la théorie.

IV - CONCLUSION

Si la conception d'un appareil à chambre unique de charge et de précipitation semble plus simple au départ que celle d'un appareil à chambres séparées, avec l'expérience surgissent des difficultés technologiques :

- Accès dfficile aux électrodes
- Géométrie délicate : le moindre défaut de centrage de l'électrode injectrice entraîne une très forte dissymétrie de précipitation qui s'amplifie au fur et à mesure des démontages.

Les résultats expérimentaux n'ont aucune corrélation avec les prévisions théoriques, ce qui laisse supposer qu'il existe un phénomène prédominant dont il n'a pas été tenu compte. On a démontré qualitativement l'existence de turbulences induites par la décharge Couronne. Effectivement, le champ électrique exerce des forces sur la densité de charge spatiale, forces non uniformes ni dans le temps, ni dans l'espace, du fait des discontinuités de la décharge Couronne. Ces forces engendrent alors des rotationnels non nuls et des mouvements apparaissent dans le gaz ambiant (le vent électrique). Ces mouvements se développent du fil vers le cylindre extérieur puis forment des tourbillons aléatoires (continuité des mouvements), avec des vitesses égales ou supérieures à la vitesse moyenne d'écoulement du gaz. Cette dernière n'interviendrait alors plus dans les conditions de captation, ce qui a été effectivement observé au paragraphe C 3.5.

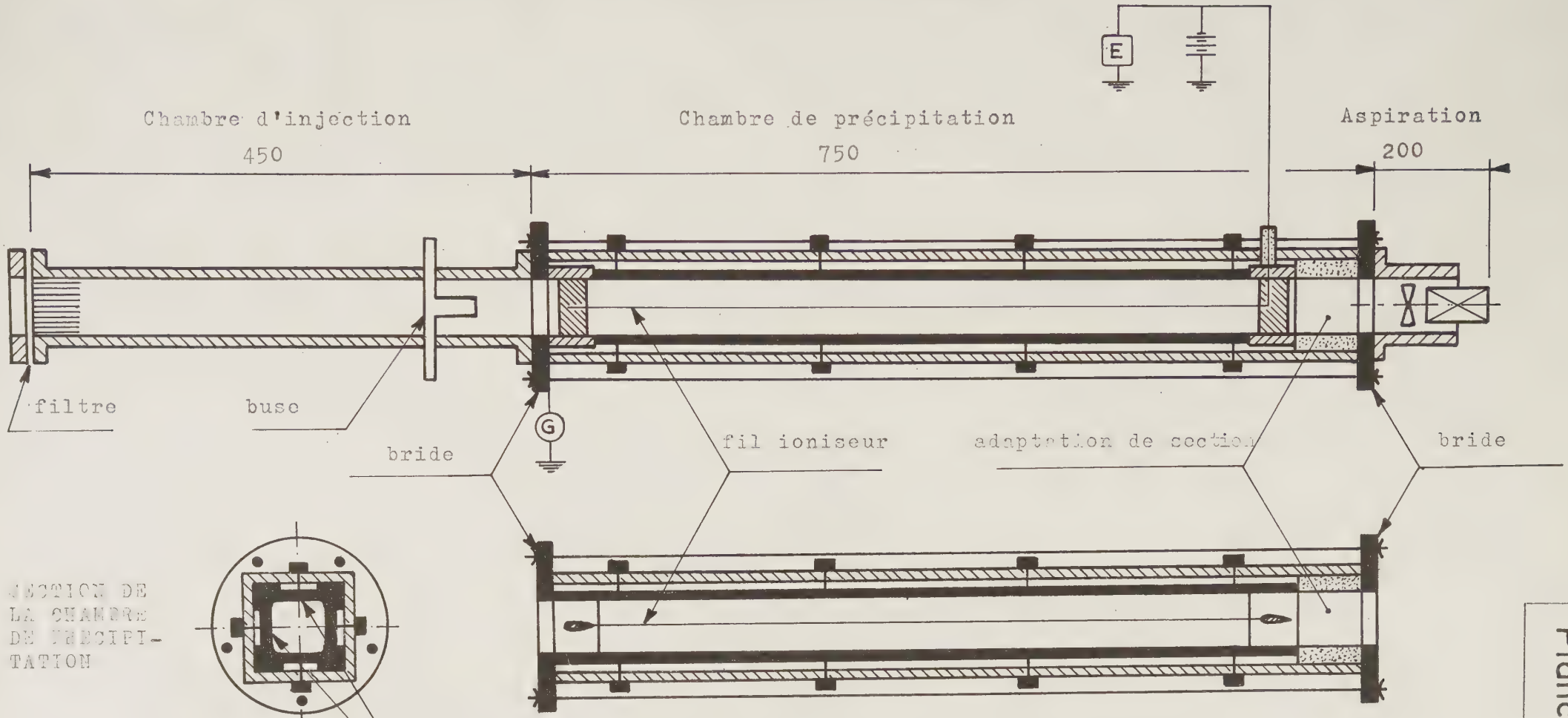
Les forces électrostatiques qui engendrent les tourbillons ou qui s'exercent sur les particules chargées sont proportionnelles au champ électrique.

Si les vitesses des tourbillons sont supérieures aux vitesses acquises par les particules sous la seule action de ces forces, pour une valeur du champ électrique, elles le sont pour toutes les valeurs de ce champ et les traces de précipitation sont indépendantes de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes comme il a été observé aux §§ 3.3. et 3.4.

En conséquence, un tel appareil ne peut pas donner de séparation dimensionnelle des aérosols.

Toutefois, le photomètre (voir planche C II) ne décèle pratiquement ni perte d'aérosol, ni réentraînement en aval du précipitateur (moins de 1%). L'appareil est donc un bon dépoussiéreur, mais la complication du double flux ne se justifie plus, aucun avantage n'est acquis par rapport à un appareil semblable à celui conçu par Challande.

VUE DE PROFIL - COUPE SUIVANT LE PLAN MEDIAN



VUE DE DESSUS - COUPE SUIVANT LE PLAN MEDIAN

VUE DE DESSUS - COUPE SUIVANT LE PLAN MEDIAN

Planche CI 1

Planche CI 2

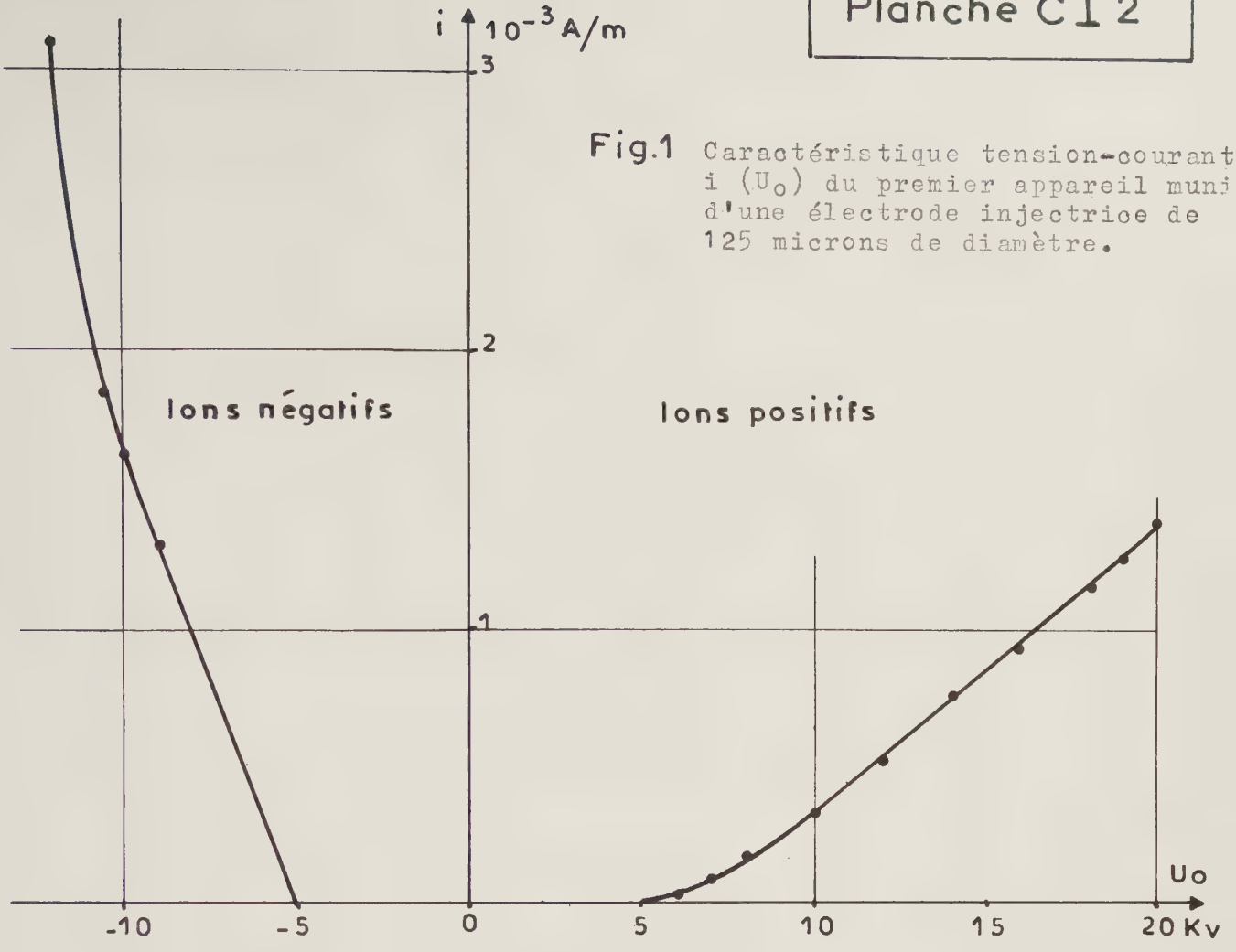
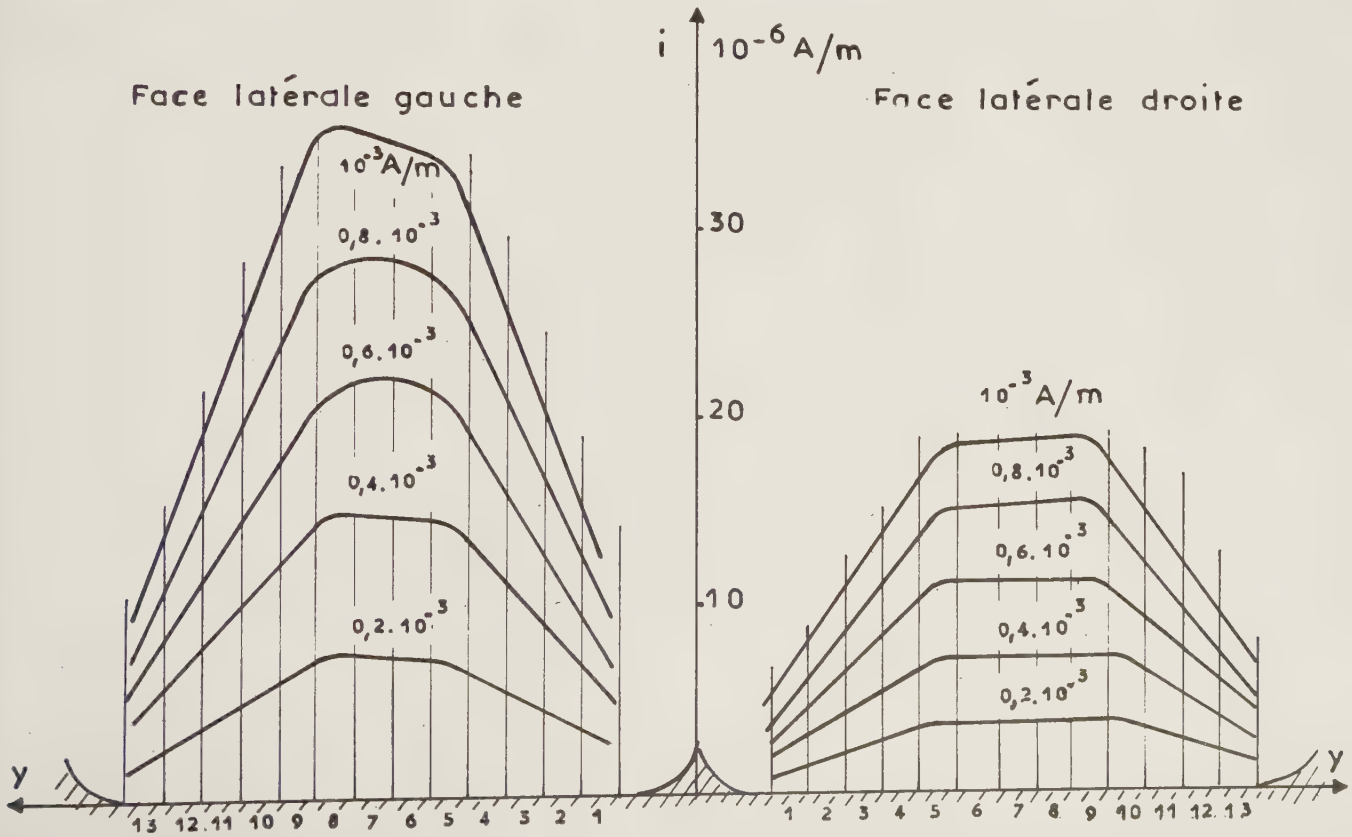
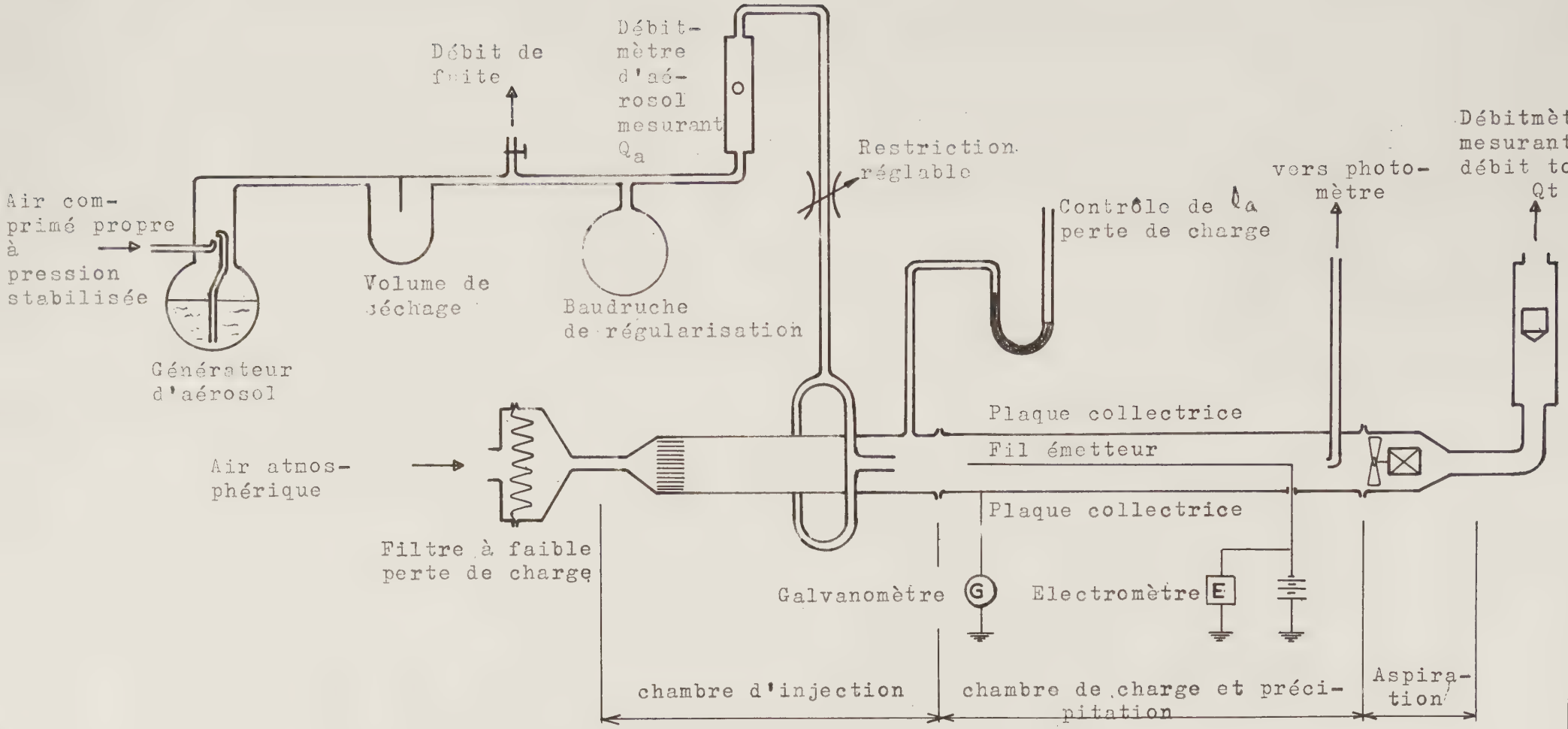


Fig.1 Caractéristique tension-courant i (U_o) du premier appareil muni d'une électrode injectrice de 125 microns de diamètre.

Fig.2 Répartition du courant d'ionisation suivant les génératrices (1 à 13) des faces planes latérales de l'électrode collectrice du premier appareil pour différentes valeurs du courant total recueilli sur l'électrode collectrice.





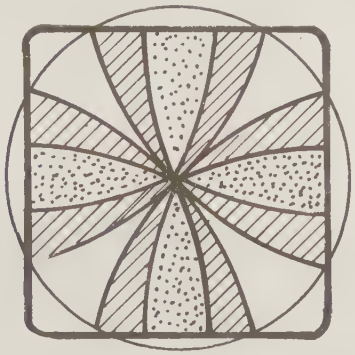
BANC D'ESSAI DE L'APPAREIL A CHAMBRE UNIQUE
DE CHARGE ET DE PRECIPITATION

Planche CII

SCHEMAS RELATIFS A L'APPAREIL A CHAMP ...
TIQUE DE CHARGE ET DE PRECIPITATION

Fig.1

Echelle 1



Section circulaire équiva... la section réelle du précipitateur.

... du courant d'ionisation : d'après les courbes de la fig 2 planche CI 2

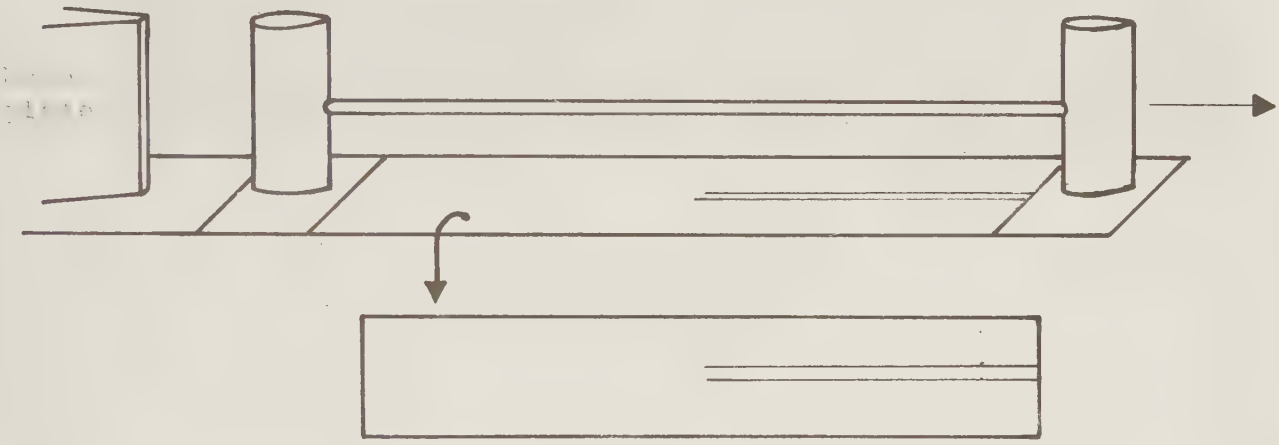


Fig.2 Trace de précipitation de sphérules porteuses de 1 ou 2 charges injectées par une buse plate à 5 cm/s sous un champ moyen de $4{,}5.10^5$ v/m sans injection de charge spatiale.

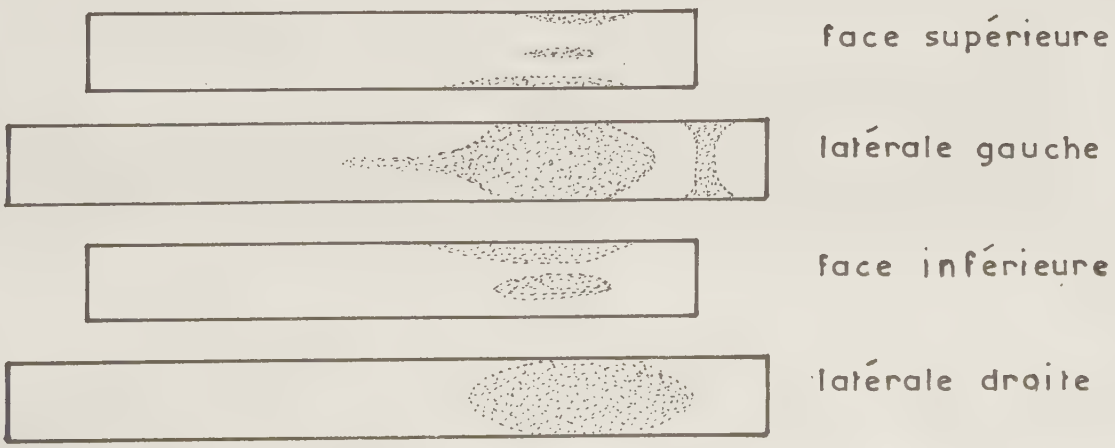


Fig.3 Traces de précipitation de sphérules de Doulatex de 0,18 µ de rayon, injectées par une buse cylindrique ou annulaire de 0,25 à 1 m/s et sous un champ moyen de 4,5 à 8.10^5 v/m.

PLANCHE C III 2

TRACES DE PRECIPITATION DE BILLES DE DOW-LATEX DE 0,18 μ DE RAYON SUR LES PLAQUES DE L'APPAREIL A CHAMBRE UNIQUE.

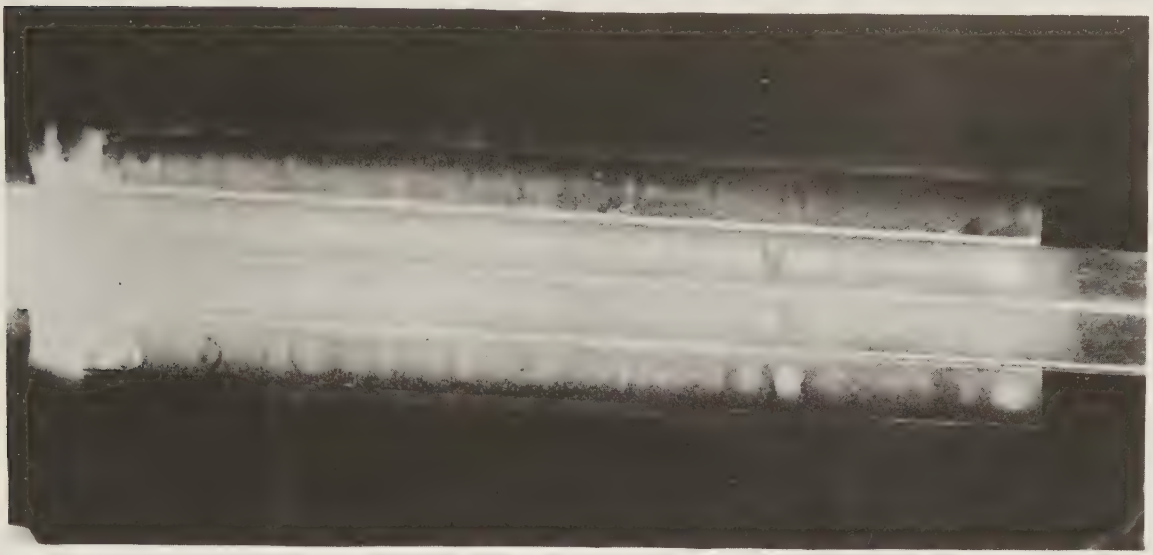


PHOTO 1 : Traces obtenues avec une charge spatiale négative. Chaque tache semble correspondre à un point lumineux de la décharge couronne (maximum).

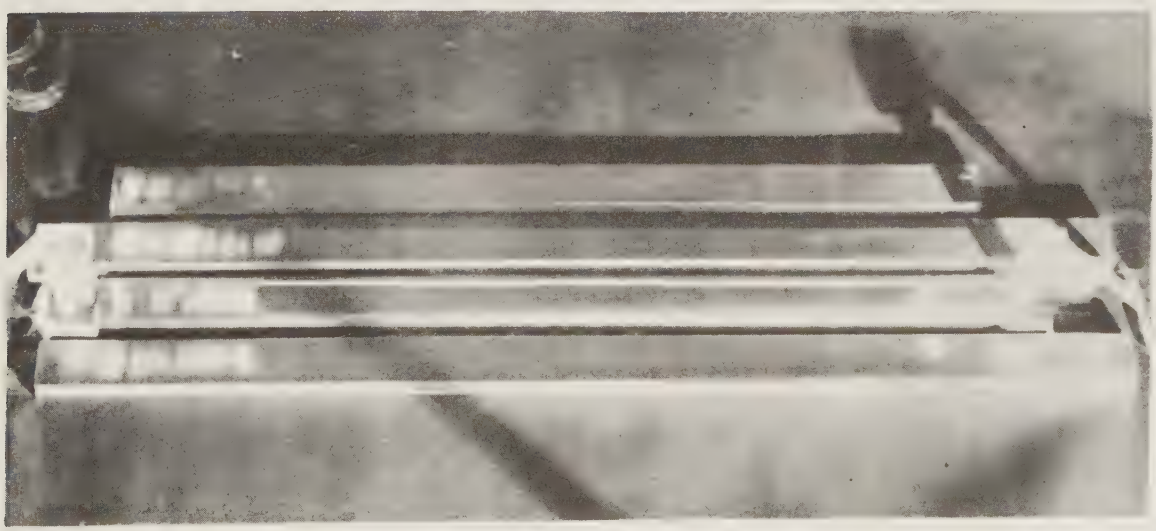


PHOTO 2 : Montage hybride : la charge spatiale négative n'existe que sur les dix premiers centimètres. Aucune précipitation n'a lieu au-delà.

PARTIE D

APPAREIL A CHAMBRE DE CHARGE ET DE PRECIPITATION SEPAREES

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - PRECIPITATEUR A ELECTRODES PLANES PARALLELES

1 - Géométrie

Une fois enlevés les tiroirs, le carter de l'appareil à chambre unique peut recevoir deux plaques planes parallèles en acier inoxydable selon le schéma de la planche DI1.

La distance 2 h entre les électrodes (selon l'axe des j) vaut 26mm. L'écart entre les parois isolantes (axe des y) est 68 mm.

Les électrodes mesurent 650 mm de long (axe des x) et ont leurs bords longitulinaux afin d'assurer un champ électrique Ep de précipitation uniforme sur la plus grande partie de leur largeur (axe des y), soit 60 mm.

La section totale s_t de circulation d'air et d'aérosol est alors de 1800 mm^2.

2 - Paramètres de précipitation

Le champ électrique Ep est obtenu à partir d'une tension continue Up appliquée à l'une des électrodes, l'autre étant reliée à la terre, en général cette dernière est la plaque inférieure.

Le champ maximal utilisé vaut 8.10^5 V/m, soit une tension Up de 21000 v.

L'isolation n'est pas parfaite entre les électrodes : il existe un courant de fuite Ip correspondant à une résistance de l'ordre de $10^{10}\Omega$.

3 - Raccordements à l'aspiration et à l'injection d'aérosol

Le système de brides et tirants est conservé, mais la bride amont est réalisé en plexiglass pour isoler les électrodes. Entre la bride aval et l'extrémité des électrodes, un bloc de nylon assure l'isolation électrique et l'adaptation de la section rectangulaire du précipitateur à la section circulaire de l'aspiration.

4 - Réalisation du double flux

L'aérosol étant préchargé, le flux secondaire peut être produit par l'air ambiant non filtré : les charges naturelles des aérosols atmosphériques sont beaucoup plus faibles que celles obtenues après passage dans l'ioniseur. La perte de charge due à l'écoulement est alors très faible.

[illegible]

1 - Géométrie

Une fois enlevés les tiroirs, le carter de l'appareil à chambre unique peut recevoir deux plaques planes parallèles en acier inoxydable selon le schéma de la planche DII.

La distance 2 h entre les électrodes (selon l'axe des z) vaut 2 mm.

L'écart entre les parois isolantes (axe des y) est 68 mm.

Les électrodes mesurent 650 mm de long (axe des x) et ont leurs bords longitudinaux afin d'assurer un champ électrique Ep de précipitation uniforme sur la plus grande partie de leur largeur (axe des y), soit 50 mm.

La section totale s_p de circulation d'air et d'aérosol est alors [illegible] cm^2.

2 - Paramètres de précipitation

Le champ électrique Ep est obtenu à partir d'une tension continue Up appliquée à l'une des électrodes, l'autre étant reliée à la terre, en général cette dernière est la plaque inférieure.

Le champ maximal utilisé vaut 3.10^5 V/m, soit une tension Up de 21000 v.

L'isolation n'est pas parfaite entre les électrodes : il existe un courant de fuite Ip correspondant à une résistance de l'ordre de 10^{10} Ω.

3 - [illegible]

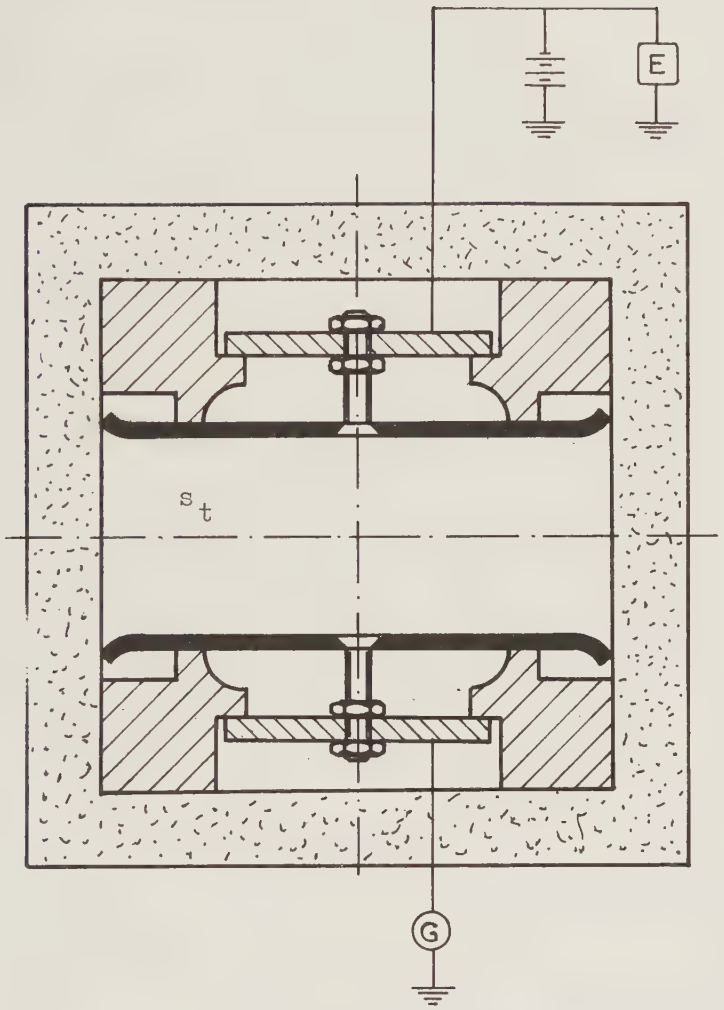
Le système de brides et tirants est conservé, mais la bride amont est réalisée en plexiglass pour isoler les électrodes. Entre la bride aval et l'extrémité des électrodes, un bloc de nylon assure l'isolation électrique et l'adaptation de la section rectangulaire du précipitateur à la section [illegible].

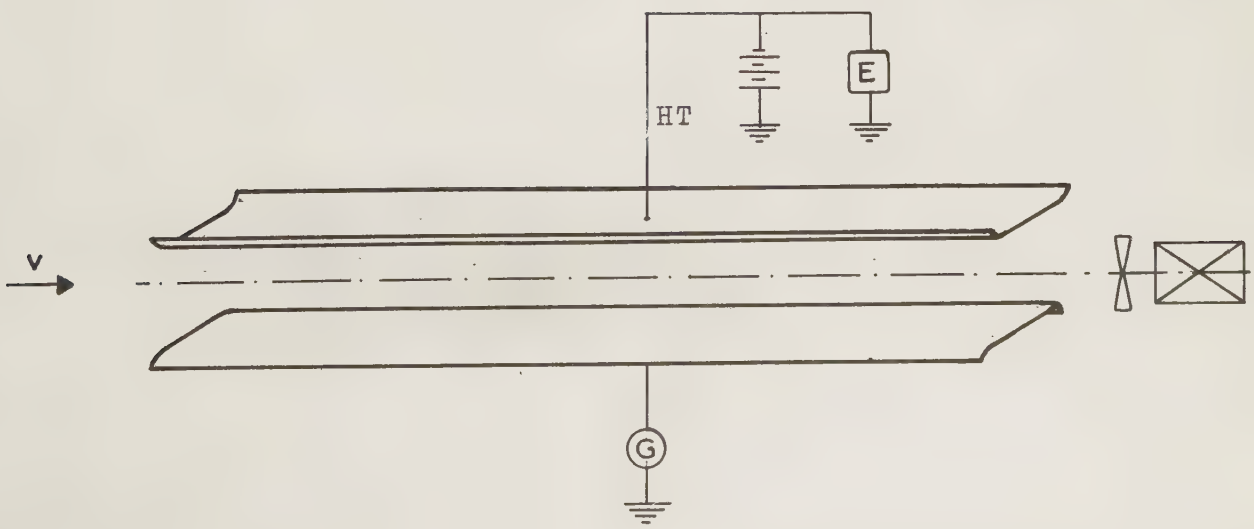
4 - Réalisation du double flux

L'aérosol étant préchargé, le flux secondaire peut être produit par l'air ambiant non filtré : les charges naturelles des aérosols atmosphériques sont beaucoup plus faibles que celles obtenues après passage dans l'ioniseur. La perte de charge due à l'écoulement est alors très faible.

Planche D I

ADAPTATION DE L'APPAREIL A CHAMBRE UNIQUE
EN UN CONDENSATEUR PLAN.





II - ADAPTATION AERODYNAMIQUE DU SYSTEME DOUBLE-FLUX AEROSOL AIR SECONDAIRE

1 - Généralités

Dans les souffleries à faible turbulence, couramment utilisées par les aérodynamiciens, la veine d'expérience est immédiatement précédée d'un convergent dont le rapport C des sections amont et aval est de l'ordre de 10.

Les avantages de cette contraction sont la diminution de certaines irrégularités d'écoulement et de l'intensité de la turbulence. D'après Prandtl [32] , les survitesses axiales (tourbillons d'axe perpendiculaire à la direction du débit) seraient réduites dans le rapport C, tandis que les survitesses radiales (tourbillons d'axe colinéaire à la direction du débit) seraient augmentées dans le rapport $\sqrt{C}$. Pour annuler cette rotation axiale, un "nid d'abeilles" est placé dans la section aval du convergent.

Enfin, en amont du convergent sont disposées des grilles à mailles fines, véritables filtres à turbulence. En fait, immédiatement en aval d'un filtre antiturbulent, l'intensité de turbulence peut être plus forte qu'en amont en moyenne, mais la turbulence créée par une grille est de l'ordre de grandeur de la maille et disparaît très vite (sillage réduit) [31].

La chambre de précipitation va donc être munie en amont d'un convergent précédé d'un jeu de grilles à fines mailles (métal tissé) pour améliorer l'écoulement de l'air secondaire.

Afin de limiter la précipitation de l'aérosol changé avant l'entrée du précipitateur, l'ioniseur est placé le plus près possible de cette dernière dans le canal de l'aérosol ; ceci nécessite, pour certaines configurations d'ioniseurs, qu'il soit logé dans un carter profilé symétrique entourant le canal de l'aérosol.

La section de passage de l'aérosol dans l'ioniseur doit être au moins égale à la section d'injection dans le précipitateur ; les canaux d'écoulements ne doivent pas avoir de parois divergentes dont l'angle soit supérieur à 0,07 radian.

2 - Détermination des profils du convergent et du carter interne

2.1. Méthode

Georges, Lespinard [31] a fait une étude bibliographique des méthodes de calcul et s'est plus particulièrement intéressé à celle proposée par Martinot-Lagarde, qui a l'avantage d'être très simple et de s'appliquer aux écoulements plans ou à symétrie axiale. Elle s'appuie sur un fait expérimental : la forme du raccord de la paroi du convergent à celle de la veine d'expérience est l'élément le plus important pour assurer l'uniformité de la répartition des vitesses à l'entrée de la veine d'expérience.

Les profils du convergent les plus simples sont alors obtenus avec des polynômes du quatrième degré dont les coefficients des premier et second degrés sont nuls.

2.2. Exigences constructives

Pour simplifier la construction et les possibilités d'accès à la buse et à l'ioniseur (nettoyage, modification, alimentations électriques), le convergent est réalisé en géométrie cylindrique, les génératrices étant horizontales et les parois latérales planes verticales.

On fait l'approximation de supposer la méthode précédente toujours applicable dans ce cas où l'écoulement n'est pas tout à fait assimilable au cas plan, le rapport largeur/hauteur de la section de la veine d'expérience étant seulement voisin de trois.

Le canal de l'aérosol est dans le plan de symétrie horizontal du convergent. Ce canal peut être entièrement rectiligne ou comporter une partie rectiligne (la buse) et une partie bombée profilée (logement de certains ioniseurs).

Le profil du convergent est déterminé pour le premier cas, voir Fig. 1, planche DII 1. Le profil de la partie bombée, quand elle est nécessaire, est représenté par un polynôme du cinquième degré pour obtenir un bon raccord avec une partie rectiligne amont (voir Fig. 2, planche DII 2). L'introduction de cette "bosse" devrait se répercuter sur le profil du convergent, mais, compte tenu de la remarque de Martinot-Lagarde, basée sur l'expérience, le profil pouvant avoir n'importe quelle forme (continue et monotone) en dehors du raccordement à la veine d'expérience, on conserve celui déterminé en l'absence de la partie bombée, en réduisant le coefficient de contraction de 10 à 7,75.

Georges Desplanand [Et ...] met une étude bibliographique des méthodes de calcul de s'est plus particulièrement intéressé à cette question : Marcel-Legault, qui a l'avantage d'être très simple et de s'appliquer aux écoulements plans ou à symétrie axiale. Elle s'appuie sur un fait expérimental : la forme du tuyau de la paroi au convergent à celle de la veine l'expérience est l'élément le plus important pour assurer l'uniformité de la répartition des vitesses à l'entrée de la veine d'expérience.

Les profils du convergent les plus simples sont alors obtenus avec des polynômes du quatrième degré dont les conditions des premier et second degrés sont nuls.

Pour simplifier [...] construction et les possibilités d'accès [plus] et l'ionisateur (manoxyde, matières, alimentation, [gaz]), la convergence est réalisé en géométrie cylindrique, la section étant horizontale et les parois latérales verticales.

On fait l'approximation de supposer la méthode précédente toujours applicable dans ce cas où l'écoulement n'est pas tout à fait semblable au cas plan, le rapport largeur/hauteur de la section de la veine d'expérience étant seulement voisin de deux.

[...] égal de l'ordonné est donc le plan de symétrie horizontal du convergent (le bas) et une partie bombée parallèle (longueur de certaine [...]

Le profil du convergent est déterminé pour le premier cas, voir fig. 1, planche DII 1. Le profil de la partie bombée, quand elle est nécessaire, est représenté par un polynôme du cinquième degré pour obtenir un [...]

L'introduction de cette "bosse" devrait se répercuter sur le profil du convergent, mais, compte tenu de la longueur de la section-longueur, bosse ne l'expérience, le profil pouvant avoir n'importe quelle forme (continue et monotone) en dehors du raccordement à la veine d'expérience, on conserve celui déterminé en l'absence de la partie bombée, en réduisant le coefficient de contraction de 10 à 1,75.

Au total, il faut bien reconnaître que la méthode de Martinot-Lagarde a été adapté aux exigences pratiques et qu'elle n'a pas été parfaitement respectée.

2.3. Profil du convergent (Voir Fig. 1, planche DII 1)

$$z_2 = 1 + \xi\, x^3 + \nu\, x^4$$

$$x = 0 \begin{cases} z_2 = 1 \\ \dfrac{dz_2}{dx} = 0 \\ \dfrac{d^2 z_2}{dx^2} = 0 \end{cases} \qquad x = L \begin{cases} z_2 = C_2 \\ \dfrac{dz_2}{dx} = 0 \end{cases}$$

La résolution du système donne :

$$z_2 = 1 + \frac{C_2 - 1}{L^3}\, x^3 \left(4 - 3\,\frac{x}{L}\right)$$

Coordonnées du point d'inflexion :

$$x = \frac{2\,L}{3}$$

$$z_2 = 1 + \frac{16}{27}\,(C_2 - 1)$$

$$x^2 = 1 + \varepsilon x_2 + \nu \ldots$$

$$\left.\begin{array}{l} \varepsilon^2 = 1 \\ \dfrac{dx^2}{dt} = 0 \\ \dfrac{d^2x^2}{dt^2} = 0 \end{array}\right\} \varepsilon = 0 \qquad \left.\begin{array}{l} x^2 = 1 \\ \dfrac{dx^2}{dt} = 0 \end{array}\right\} x = 1$$

2.4. Profil d'un obstacle intérieur (Voir Fig. 2 planche DII 1)

$$z_1 = \xi x^3 + \nu x^4 + \chi x^5$$

$$x = 1_o \begin{cases} z_1 = 0 \\ \dfrac{dz_1}{dx} = 0 \\ \dfrac{d^2 z_1}{dx^2} = 0 \end{cases} \qquad x = 1_1 \begin{cases} z_1 = C_1 \\ \dfrac{dz_1}{dx} = 0 \\ \dfrac{d^2 z_1}{dx^2} = 0 \end{cases}$$

La résolution du système donné

$$z_1 = C_1 \frac{(x-1_o)^3}{(1_1-1_o)^3} \left[10 - 15 \frac{x-1_o}{1_1-1_o} + 6 \left(\frac{x-1_o}{1_1-1_o} \right)^2 \right]$$

Coordonnées du point d'inflexion :

$$\begin{cases} x = \dfrac{1_o+1_1}{2} \\ z_1 = \dfrac{C_1}{2} \end{cases}$$

Les courbes z_1 et z_2 sont de plus liées par la relation :

$$\frac{dz_2}{dx} > \frac{dz_1}{dx} \qquad \forall_x$$

Avec les valeurs numériques de $C_1, C_2, 1$, on peut faire plusieurs tracés approximatifs parmi lesquels on choisira 1_o et 1_1 optimaux.

2.5. Application numérique

$$\left.\begin{array}{l} C_1 = 2{,}25 \\ C_2 = 10 \\ 1 = 20 \end{array}\right\} C = 7{,}75$$

3.4. Profil d'un nombre de Mach supérieur (Voir fig. 2 planche DII 1)

$$\left.\begin{array}{ll} x^1 = 0 & \\ \dfrac{dx^1}{dz} = 0 & x = 1^- \\ \dfrac{d^2x^1}{dz^2} = 0 & \end{array}\right\} \qquad \left.\begin{array}{ll} x^1 = c_1^2 & \\ \dfrac{dx^1}{dz} = 0 & \\ \dfrac{d^2x^1}{dz^2} = c_2^2 & \end{array}\right.$$

La pénalisation du système donne

$$x^1 = c_1^2 \frac{(z-1)^3}{(z-z_0)^3}\left[30 - 15\,\frac{z-z_0}{z-1} + 6\left(\frac{z-z_0}{z-1}\right)^2\right]$$

Coordonnées du point d'inflexion :

$$\left\{\begin{array}{l} \\ \\ \end{array}\right.$$

Les courbes x^1 et x^2 sont de plus liées par la relation :

$$\frac{dx^2}{dz} = \frac{dx^1}{dz}$$

Avec les valeurs numériques de c_1^2, c_2^2, I^0 on peut tracer la courbe numériquement à partir logarithmique ou décimale I^0 et I opérateur.

$$\left.\begin{array}{l} \\ \\ I = 2,5 \end{array}\right.$$

$$\left.\begin{array}{l} c_1^2 = 10 \\ I = 2,5 \end{array}\right\} \quad c_2^2 = 7,5$$

On en déduit les tracés de la Fig. 3 (DII 1) parmi lesquels le n°3 semble le plus avantageux pour abriter un ioniseur triode d'une part et pour être fabriqué d'autre part.

$l_o = 8$

$l_1 = 16$

D'où le tracé final, planche DII 2.1.

3 - Caractéristiques technologiques (planche DII 2.2.)

3.1. Géométrie et dimensions

La section aval du convergent est identique à celle du précipitateur soit 68×26 mm^2. Les parois latérales du convergent sont planes, seules sont profilées les parois inférieure et supérieure, la largeur de 68 mm est conservée sur toute la longueur du convergent, soit 200 mm.

Deux longerons de 4×5 mm sont fixés dans le plan médian aux parois internes du convergent, afin de rendre monobloc le canal de l'aérosol et l'ioniseur (la mise en place ou l'extraction de l'ensemble est plus aisée). La section s_a de passage de l'aérosol, y compris dans l'ioniseur, est alors $5 \times 60 = 300$ mm^2. La buse d'injection se situe dans la longueur l_o ; elle est réalisée par deux tôles minces qui recouvrent les longerons et assurent la continuité du profil du logement de l'ioniseur ou du canal rectiligne.

3.2. Matériau utilisé

Le convergent est réalisé en plexiglass. La partie bombée, nécessaire à certains ioniseurs, est taillée dans du plexiglass, le profilage est réalisé à l'aide de carénages et de coffrages en bois que l'on imprègne de résine synthétique (araldite), le canal aval de l'aérosol, 25 mm après la zone de charge, est en tôle d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur.

Les parois du canal de l'aérosol sont conducteurs ou isolants suivants les exigences de l'ioniseur.

On en déduit les mesures de la fig. 3 (DII 1) pour lesquels le n° semble le plus avantageux pour obtenir un bon accord entre d'une part et pour être fabriqué d'autre part.

$$l_0 = 8$$

$$l_1 = 15$$

[illegible]

3 - Caractéristiques technologiques [illegible]

3,1. [illegible]

La section aval du convergent est identique à celle du précipitateur soit 68 × 26 mm^2. Les parois latérales du convergent sont planes, seules sont profilées les parois inférieure et supérieure, la largeur de 68 mm est conservée sur toute la longueur du convergent, soit 200 mm.

Deux longerons de 4 × 5 mm sont fixés dans le plan médian aux parois internes du convergent, afin de rendre monobloc le canal de l'aérosol de l'ionisateur (la mise en place ou l'extraction de l'ensemble est plus aisée). La section s_a de passage de l'aérosol, y compris dans l'ionisateur, est alors 5 × 60 = 300 mm^2. La buse d'injection se situe dans la longueur l_0 ; elle est réalisée par deux tôles minces qui recouvrent les longerons et assurent la continuité du profil du logement de l'ionisateur ou du canal rectiligne.

3,2. Matériau utilisé

Le convergent est réalisé en plexiglass. La partie basse, nécessaire à certains ionisateurs, est taillée dans du plexiglass, le profilage est réalisé à l'aide de cordages et de colliages en bois que l'on imprègne de résine époxydique (araldite), le canal aval de l'aérosol, 25 mm après la zone de charge, est en tôle d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur.

Les parois du canal de l'aérosol sont conductrices ou isolantes [illegible]

4 - Caractéristiques de la buse

4.1. Rôle de la buse

La buse injecte l'aérosol dans le précipitateur par une section s_b égale ou inférieure à la section s_a du canal de l'aérosol si les débits d'aérosol et d'air secondaire sont adaptés (même vitesse moyenne et même pression moyenne), l'épaisseur (suivant Oz) de la lame d'aérosol ainsi injectée est égale en première approximation à l'écart des lèvres de la section s_b de la buse (en négligeant les effets de sillage).

La buse peut abriter elle-même un ioniseur.

4.2. Description

La section amont est la même que la section s_a , soit $5 \times 60 = 300$ mm^2.

L'épaisseur des parois de la buse varie de 0,5 à 0,7 mm suivant les matériaux employés.

La section aval s_b prend les valeurs suivantes :

- $5 \times 60 = 300$ mm^2
- $3,5 \times 60 = 210$ mm^2
- $1,4 \times 60 = 84$ mm^2
- $1,4 \times 40 = 56$ mm^2

Les profils des canaux de l'aérosol et de l'air secondaire respectent les conditions d'écoulement non turbulent (raccordements osculateurs, divergents de pentes inférieure ou égale à 6,5 %).

L'abcisse selon l'axe des x de la section s_b par rapport à la cote d'entrée du précipitateur (origine des x) est notée x_b.

Voir Fig. 1, planche DII 3.

4.3. Exigences électrostatiques

Soient U_b le potentiel de la buse et I_b le courant, s'il y a lieu de la buse à la terre.

Les parois sont soumises à l'influence de différents potentiels électriques ; pour éviter des phénomènes arbitraires, il faut connaître les potentiels pris par chacune d'entre elles, et donc essayer de n'utiliser que des surfaces conductrices reliées à des potentiels déterminés.

4 - Étude [illegible] de la buse

4.1. Rôle de la buse

La buse injecte l'aérosol dans le précipitateur par une section s_b égale ou inférieure à la section s_a du canal de l'aérosol si les débits d'aérosol et d'air secondaire sont adaptés (même vitesse moyenne et même pression moyenne), l'épaisseur (suivant Oz) de la lame d'aérosol ainsi injectée est égale en première approximation à l'écart des lèvres de la section s_b de la buse (en négligeant les effets de sillage).

La buse peut servir elle-même de [illegible].

4.2. [illegible]

La section amont est la même que la section s_a, soit 5 × 60 = [illegible].

L'épaisseur des parois de la buse varie de 0,5 à 0,7 mm suivant les matériaux employés.

La section aval s_b prend les valeurs suivantes :

- 5 × 60 = 300 mm²
- 3,5 × 60 = 210 mm²
- 1,4 × 60 = 84 mm²
- 1,4 × 40 = 56 mm²

Les profils des canaux de l'aérosol et de l'air secondaire respectent [illegible] divergents de pentes inférieures ou égales à 6,5 %).

L'abscisse selon l'axe des x de la section s_b par rapport à la cote d'entrée du précipitateur (origine des x) est notée x_b.

Voir Fig. 1, planche III 3.

4.3. [illegible]

Soient V_b le potentiel de la buse et I_b le courant, s'il y a lieu de la buse à la terre.

[illegible] électriques ; pour éviter des phénomènes arbitraires, il faut connaître les potentiels pris par chacune d'entre elles, et donc essayer de n'utiliser que des surfaces conductrices reliées à des potentiels déterminés.

431 $x_b = 0$

La vitesse moyenne est v dans le précipitateur, il vient :

$$\frac{v_a}{v} = \frac{s_b}{s_a}$$

La buse doit être au potentiel $\frac{U_p}{2}$ pour ne pas perturber le champ électrique Ep - Voir Fig. 2, planche DII 3 - Mais il s'établit un courant par décharge Couronne négative entre la lèvre supérieure et l'électrode au potentiel Up.

4.3.2. x_b négatif

Pour éviter la décharge Couronne, la buse est placée entre des parois isolantes (celles du convergent) précédant les électrodes du précipitateur et reliée à la terre - Voir Fig. 3, planche DII 3 -

On vérifie qu'aucun courant ne traverse la buse, quels que soient s_b et x_b de -35 à -17 mm.

Par contre, les sphérules chargées sont soumises à l'action du champ électrique Ep de $x = x_b$ à $x = 0$, à cause de l'effet de bord des extrémités des électrodes du précipitateur. Mais Ep décroît très vite quand $x < -h$ et en première approximation, on pose que l'abcisse réelle de captation vaut $x + h$.

Avec $x_b = 17$ mm, la relation $\frac{v_a}{v} = \frac{s_b}{s_a}$ est encore valable, la section du convergent étant encore égale à celle du précipitateur.

5 - Adaptation au banc d'essai

L'aérosol est généré dans une tuyauterie circulaire de 50 mm^2 de section et il doit pénétrer dans l'ioniseur par une section rectangulaire de 300 mm^2.

Pour éviter un régime turbulent qui entraînerait une perte d'aérosol, une adaptation de section est réalisée à l'aide d'un canal dont les parois latérales sont divergentes de 8 à 60 mm sur 400 mm de long, les parois inférieure et supérieure formant un divergent-convergent de façon à avoir une distribution de vitesses relativement uniforme à l'entrée de l'ioniseur.

Voir photo, planche DII 4 et schéma planche DII 5.

Les essais sont réalisés avec plusieurs diamètres de Dow Latex : 0,109μ (a'=0,055), 0,357μ (a' = 0,18), 0,81 ou 0,822μ (a' = 0,41) et 2,02μ (a' = 1).

6 - Contrôle de la répartition des vitesses dans le précipitateur à l'anémomètre à fil chaud.

6.1. Principe

Une sonde à fil chaud est placée perpendiculairement à l'écoulement dans la chambre de précipitation. Les mesures sont faites en l'absence de perturbations électriques ou mécaniques, donc sans champ électrique de précipitation et sans aérosol (débits d'air propre ou d'air ambiant non chargé).

6.2. Appareillage

L'anémomètre est le modèle 1010 de la Thermo Systems Inc (USA), la sonde, le modèle 1210 W, c'est-à-dire que le fil sensible est recouvert d'un film de quartz et a un diamètre de 51 micron sur 1mm de long et une résistance électrique de l'ordre de 6 Ω à froid (25°C).

Des fenêtres, destinées à recevoir un guide pour la sonde, sont percées sur les parois latérales afin d'effectuer les mesures de répartition de vitesses suivant l'axe des y en différents points d'abcisse x et de cote z ; soient (en mm) :

x : 10, 20, 100, 300, et 600

z : 0, 7 et -7.

Voir Fig. 1, planche DII 6.1.

On obtient la courbe d'étalonnage de la sonde suivant la Fig. 2.

6.3. Profils des vitesses

Voir les planches DII 6.2. et DII 6.3.

Les irrégularités du profil des vitesses correspondent aux canaux du nid d'abeille placé dans la section aval du convergent. Ces irrégularités décroissent quand x croît.

Il apparaît que la vitesse $\frac{dx}{dt}$ croît avec x dans le plan z = 0, on vérifie que $\frac{dx}{dt}$ reste constant ou diminue légèrement dans les plans z = ± 7 mm. Le profil des vitesses tend à devenir parabolique suivant l'axe des z alors qu'il reste uniforme suivant y, ce qui provient sans doute de la différence des distances entre parois verticales et horizontales. La dispersion

Voir photo, planche DII 4 et celle [illegible] planche DII 5.

Les essais sont réalisés avec plusieurs diamètres de Dow Latex : 0,109µ (a'=0,055), 0,357µ (a' = 0,18), 0,81 ou 0,822µ (a' = 0,41) et 2,02µ (a' = 1).

6 - Contrôle de la répartition des vitesses dans la [illegible] [illegible]

[illegible]

[illegible]

Une sonde à fil chaud est placée perpendiculairement à l'écoulement dans la chambre de précipitation. Les mesures sont faites en l'absence de perturbations électriques ou mécaniques, donc sans champ électrique de précipitation et sans aérosol (débits d'air propre ou d'air ambiant non chargé).

[illegible]

L'anémomètre est le modèle 1010 de la Thermo Systems Inc (TSI), la sonde, le modèle 1210 W, c'est-à-dire que le fil sensible est recouvert d'un film de quartz et a un diamètre de 51 µ, [illegible] mm de long et une résistance électrique de l'ordre de 5 à 8 Ω froid (25°C).

Des fenêtres, destinées à recevoir un guide pour la sonde, sont percées sur les parois latérales afin d'effectuer les mesures de répartition de vitesses suivant l'axe des y en différents points d'abscisse x et de cote z ; soient (en mm) :

x : 10, 20, 100, 300, et 500

z : 0, 7 et -7.

Voir fig. 1, planche [illegible]

On obtient la courbe d'étalonnage de la sonde suivant la fig. 2.

[illegible]

Voir les planches DII 6.2. et DII 6.3.

[illegible]

de nid d'abeille placé dans la section aval du convergent. Ces irrégularités décroissent quand x croît.

Il apparaît que la vitesse $\frac{dx}{dt}$ croît avec z dans le plan z = 0, on vérifie que $\frac{dx}{dt}$ reste constant ou diminue légèrement dans les plans z = ± 7 mm. Le profil des vitesses tend à devenir parabolique suivant l'axe des z alors qu'il reste uniforme suivant y, ce qui provient sans doute de la différence des distances entre parois verticales et horizontales. La dispersion

Δv, autour d'un profil théorique de vitesses uniformes, est plus importante pour la buse de plus faible section.

6.4. Résultats avec l'air atmosphérique ; adaptation des débits :

Voir la planche DII 6.3.

Les débits Qa et Qt sont adaptés à l'aide de jeux de grilles, en vérifiant à quels débits Qa d'air comprimé correspondent les vitesses enregistrées.

L'aérosol empruntant toujours le trajet de l'adaptation de section de 50 à 300 mm^2, les débits sont adaptés avec la buse de section 210 mm^2, mais il faut ajouter une grille à mailles de 0,5 mm de côté à l'amont de l'adaptation, avec la buse de section $s_b = 56\ mm^2$.

A_1, autour d'un profil théorique de vitesse uniforme, est plus importante pour la base de plus faible section.

Des doubles ailettes sont adaptées à l'aide de jeux de grilles, on vérifiera à quels débits de l'air comprimé correspondent les vitesses enregistrées.

L'épreuve comprendra toujours le tarage de l'adaptation de section de 50 à 250 mm^2, les débits sont adaptés avec la base de section 210 mm^2, mais il faut ajouter une grille à mailles de 0,2 mm de côté à l'amont de l'adaptation, avec la base de section $s_0 = 56\ mm^2$.

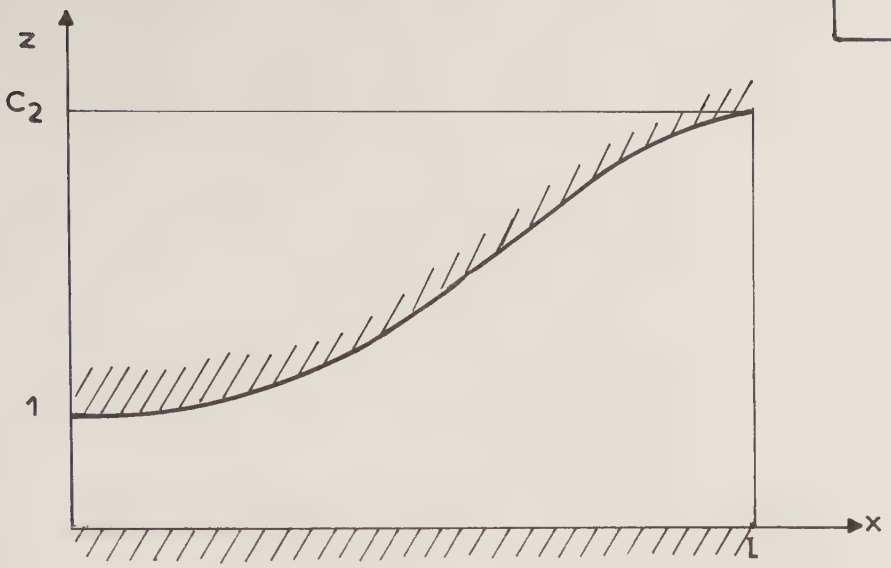


Fig.1

Profil du convergent

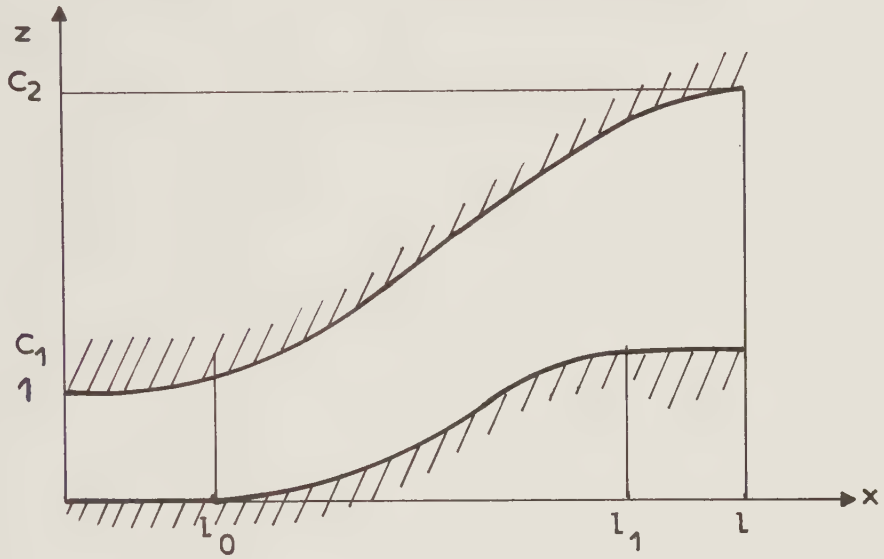


Fig.2

Profil de l'obstacle logé à l'intérieur du convergent

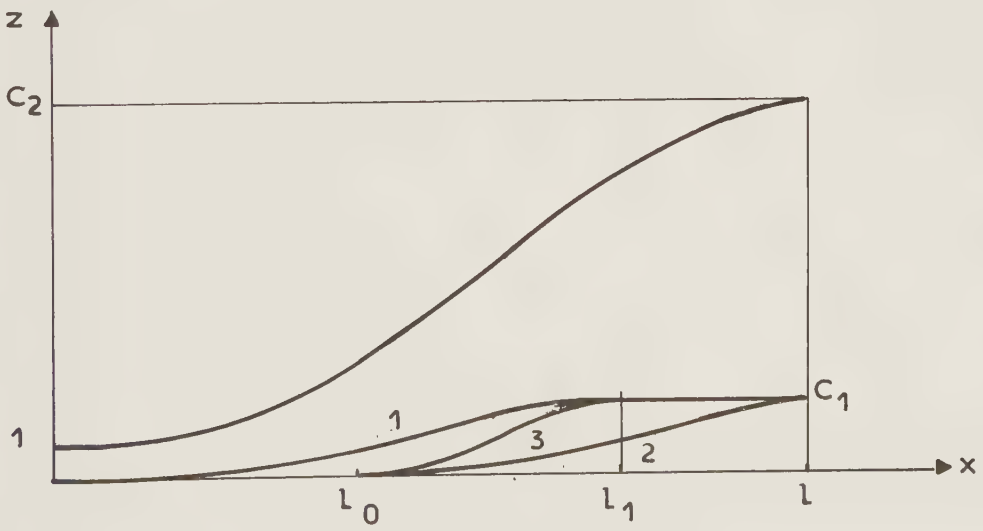
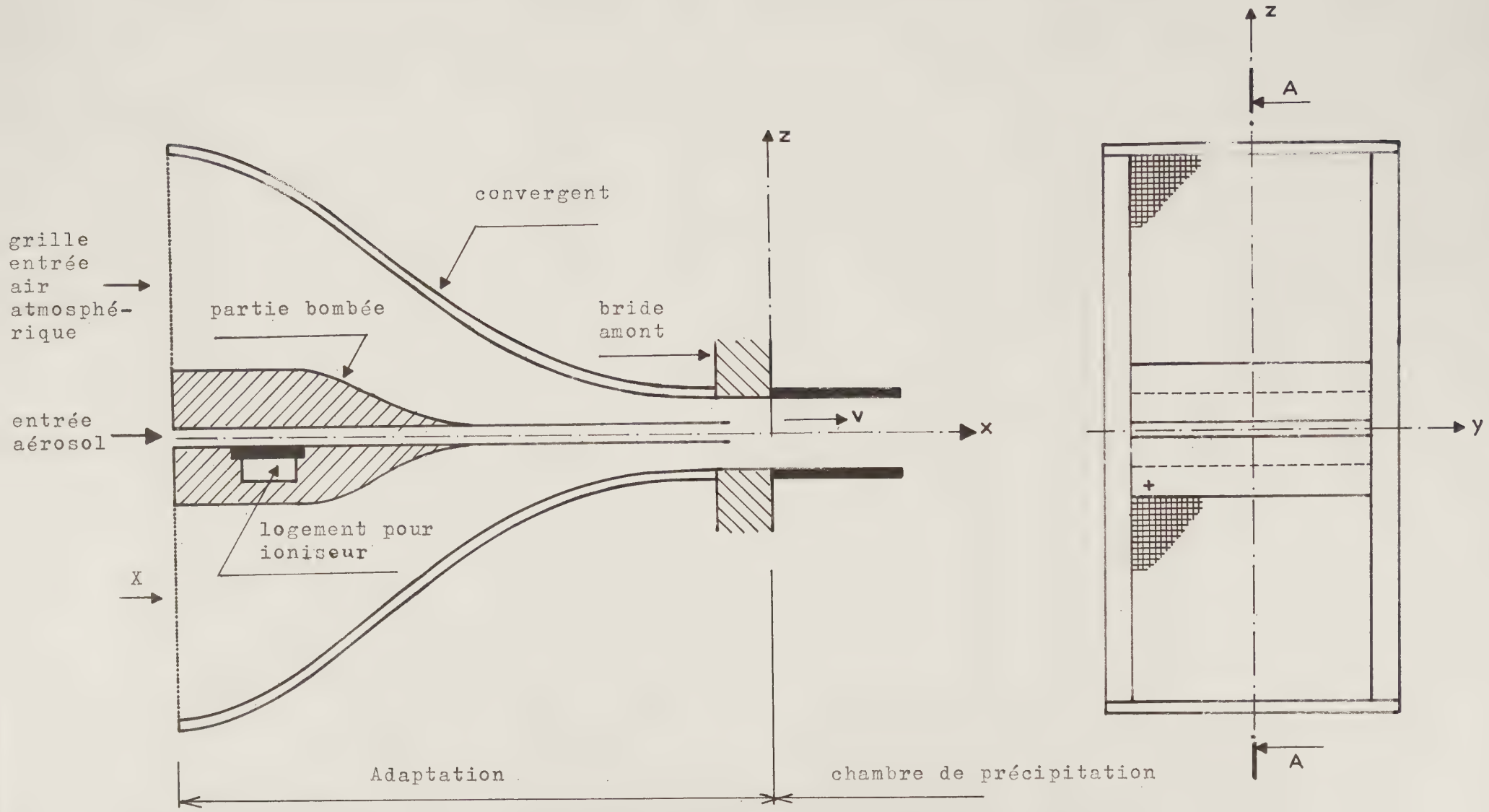


Fig.3 Tracés de plusieurs types de profil pour l'obstacle intérieur au convergent (Ech. 1/2)

Coupe suivant A

Vue suivant X

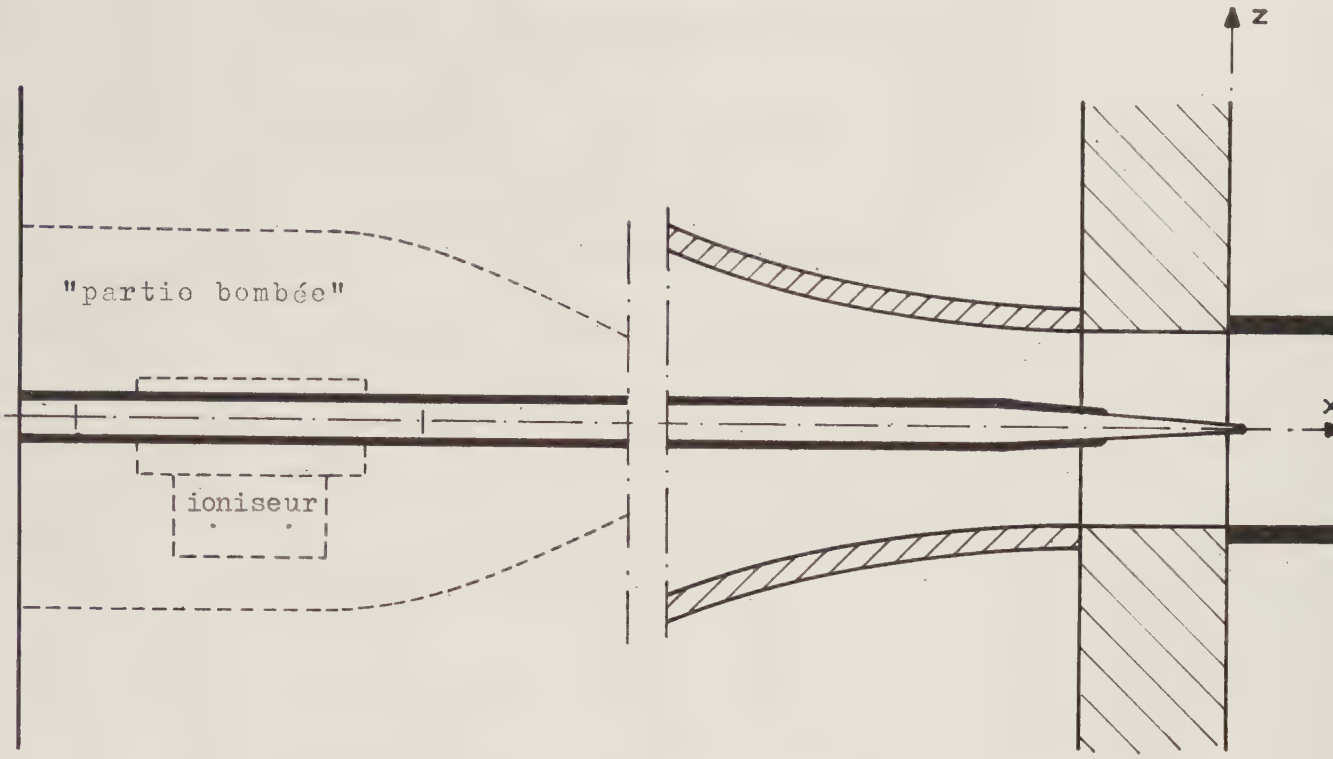


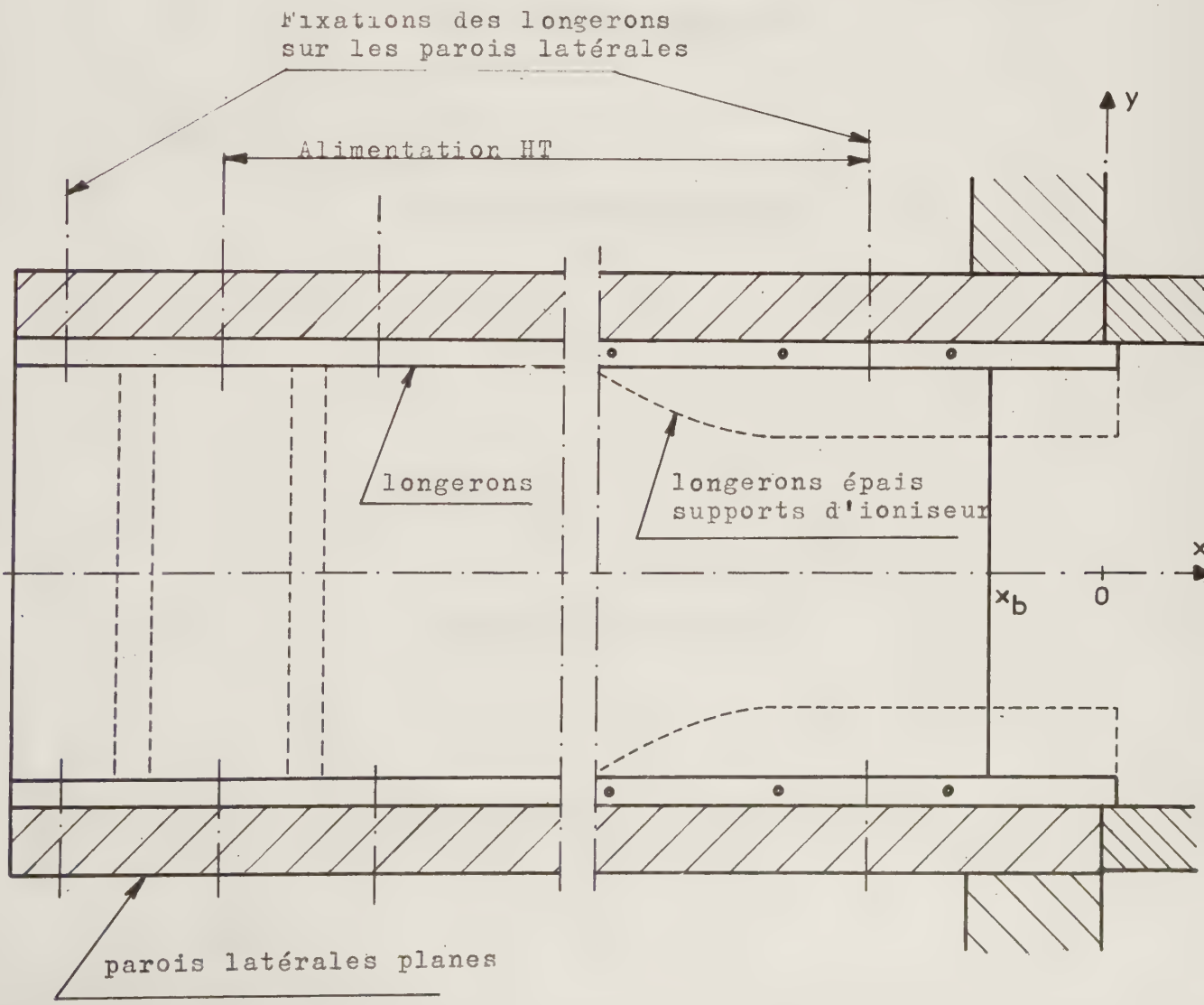
ADAPTATION AERODYNAMIQUE DE L'AMONT DU PRECIPITATEUR ECHELLE 1/2

Planche D II 21

CARACTERISTIQUES TECHNOLOGIQUES DE L'ADAPTATION AERODYNAMIQUE DE L'AMONT DU PRECIPITATEUR

ECHELLE 1





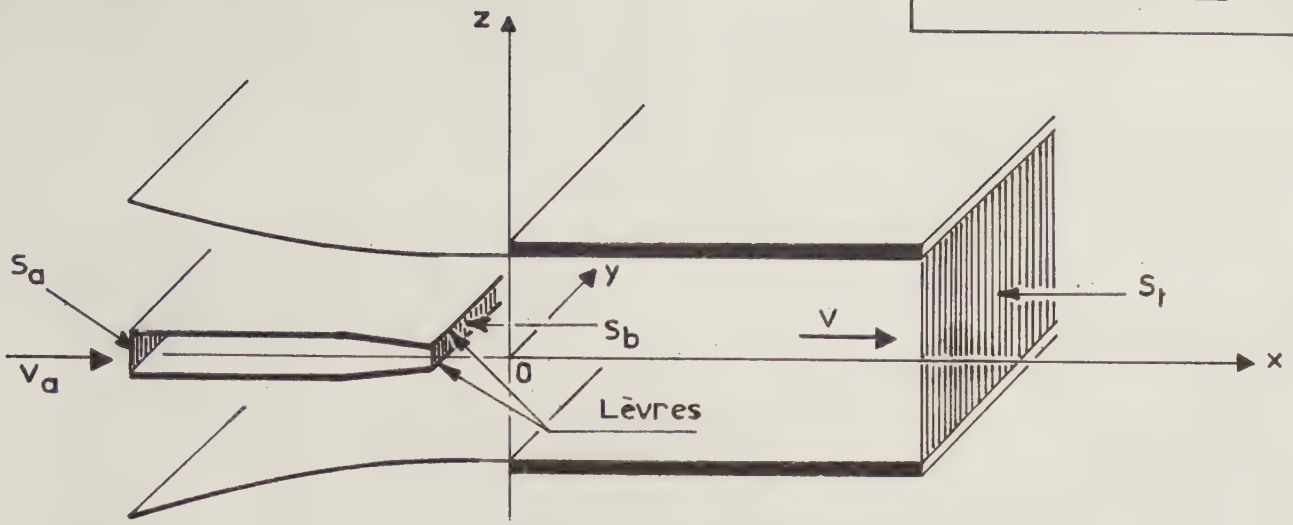


FIG. 1 : caractéristiques géométriques de la buse et sections :

s_a = du canal de l'aérosol

s_b = de sortie de la buse

s_t = du précipitateur

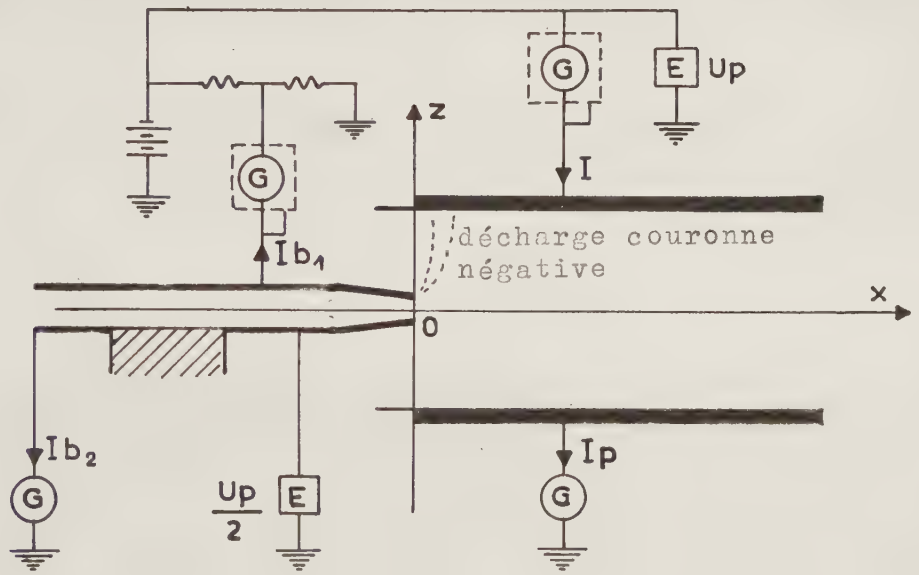


FIG. 2

buse métallique maintenue au potentiel :

$\frac{U_p}{2}$

$x_b = 0$

$I = I_{b1} + I_{b2} + I_p$

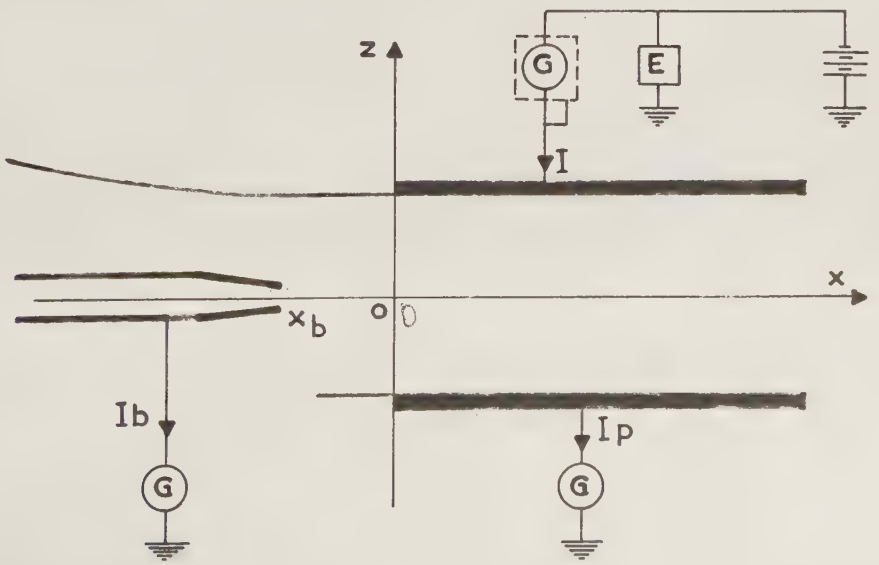


FIG. 3

buse métallique reliée à la terre

$50 \leq x_b \leq 17$ mm

$I = Ip$

$Ib = 0$

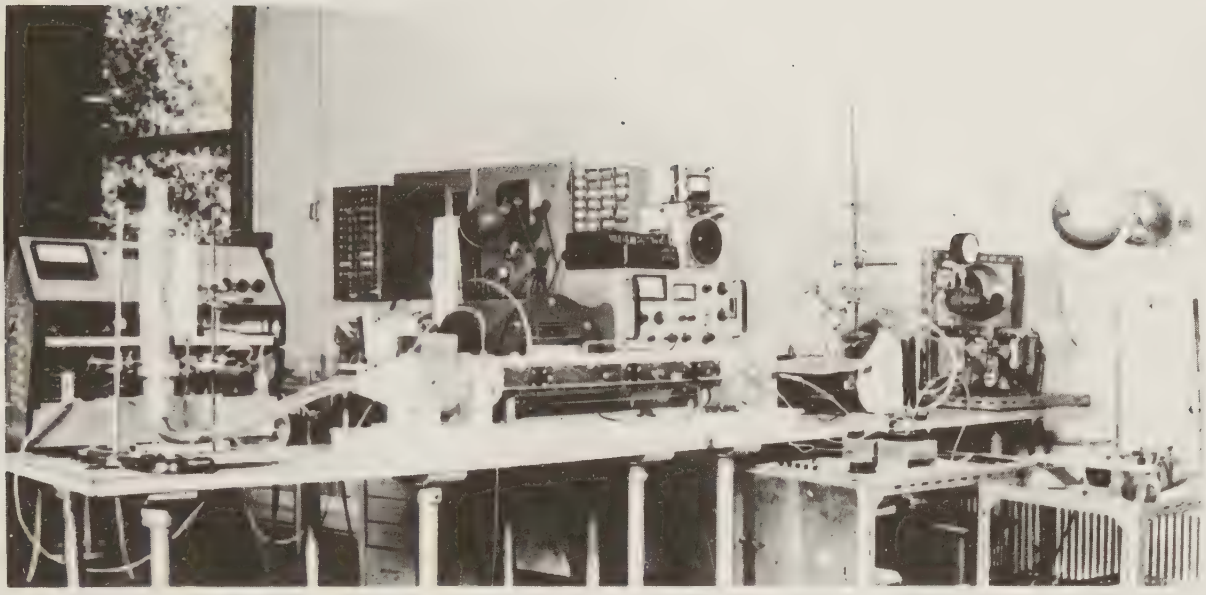


PHOTO 1 : banc d'essai. De gauche à droite le photomètre, le rotamètre mesurant le débit total, l'aspiration, la chambre de précipitation, l'anémomètre à fil chaud, les adaptations aérodynamiques et le circuit de génération de l'aérosol.

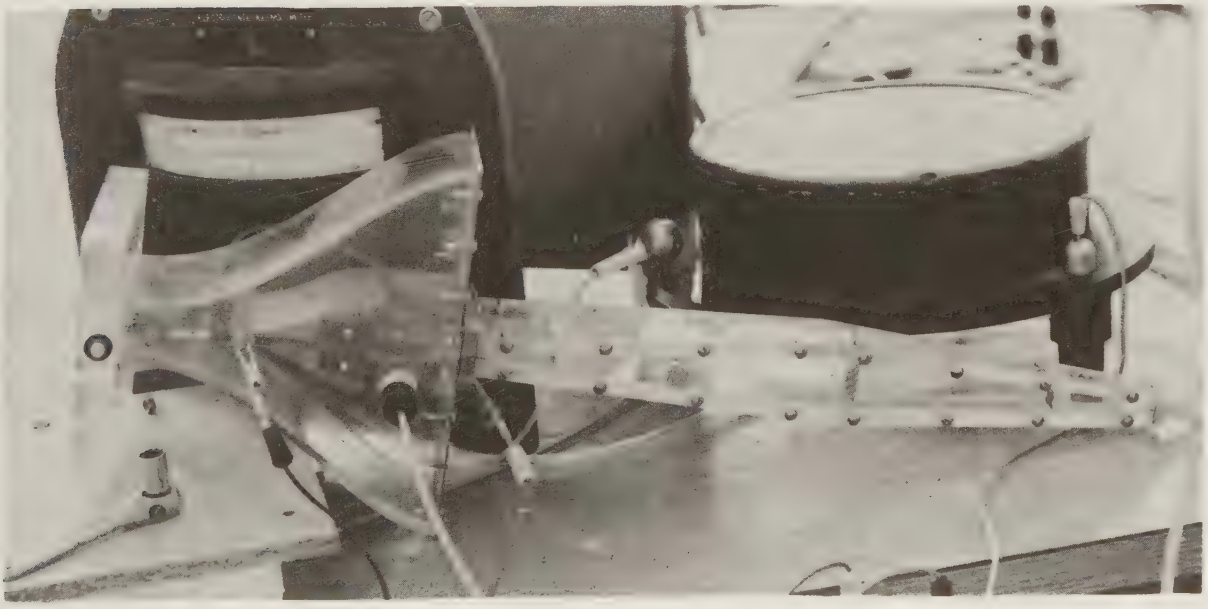
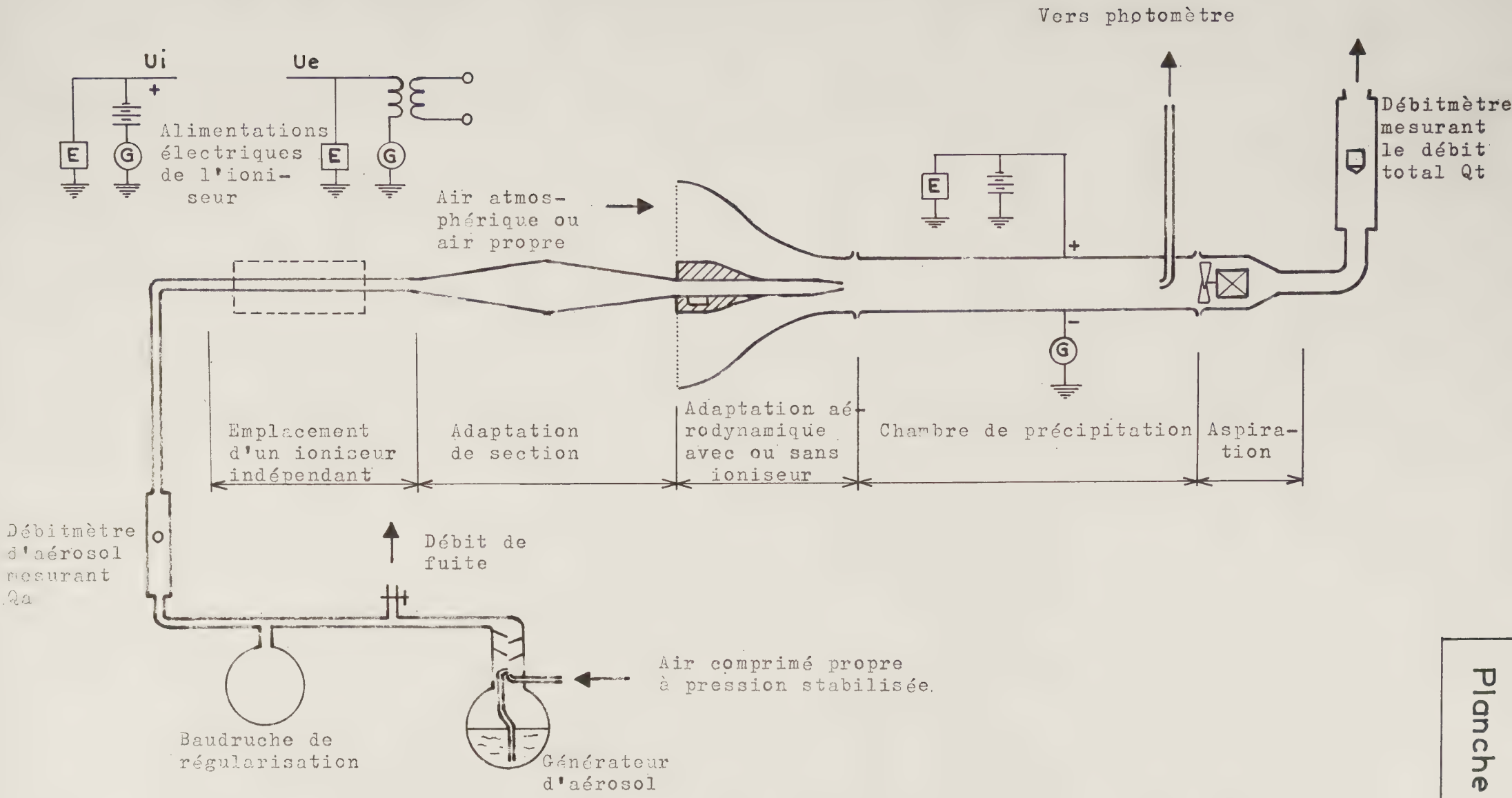


PHOTO 2 : Adaptations aérodynamiques:convergent avec obstacle profilé intérieur et adaptation de section du cercle de Ø 8 mm au rectangle de 5 mm × 300 mm



BANC D'ESSAI DE L'APPAREIL A CHAMBRES SEPAREES DE CHARGE ET DE PRECIPITATION

Planche DII5

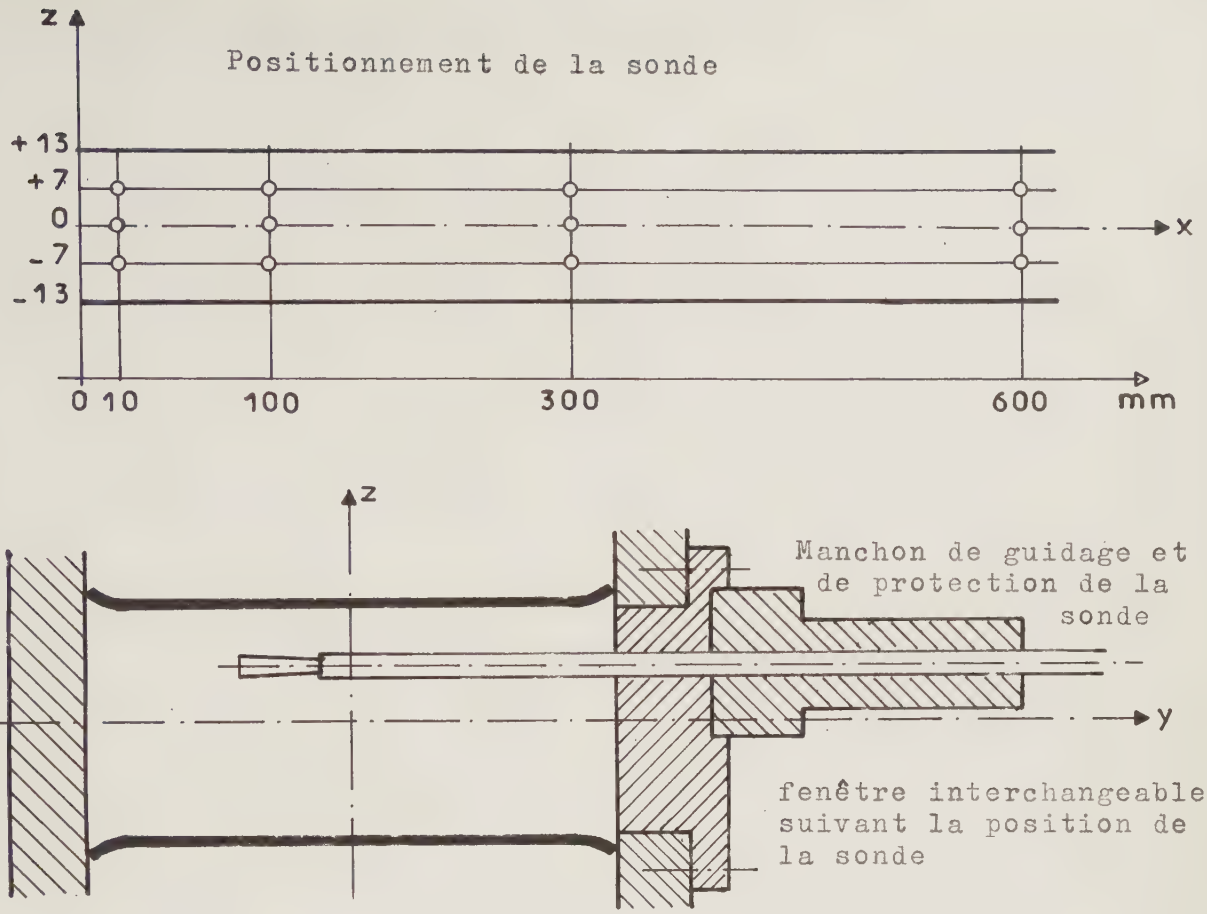


FIG. 1 : Fenêtre de mesure de vitesses dans la chambre de précipitation

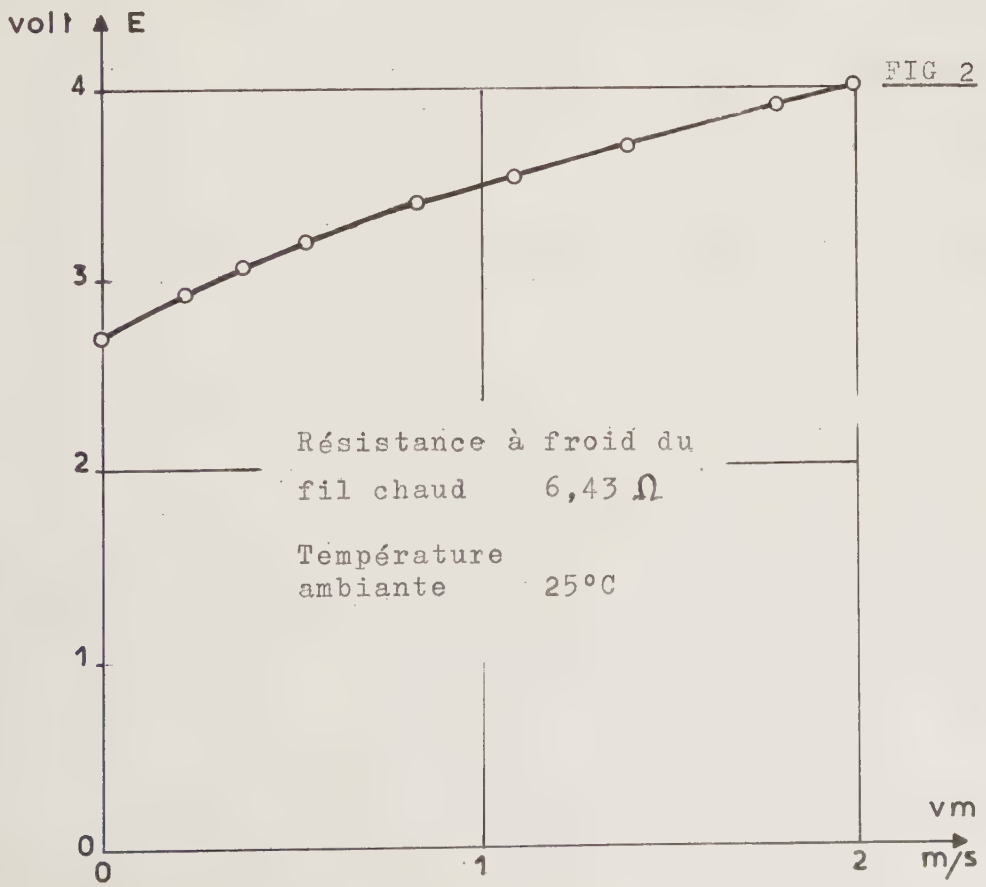


FIG 2 : courbe d'étalonnage du fil chaud au point

x = 10 mm
y = 0
z = 0

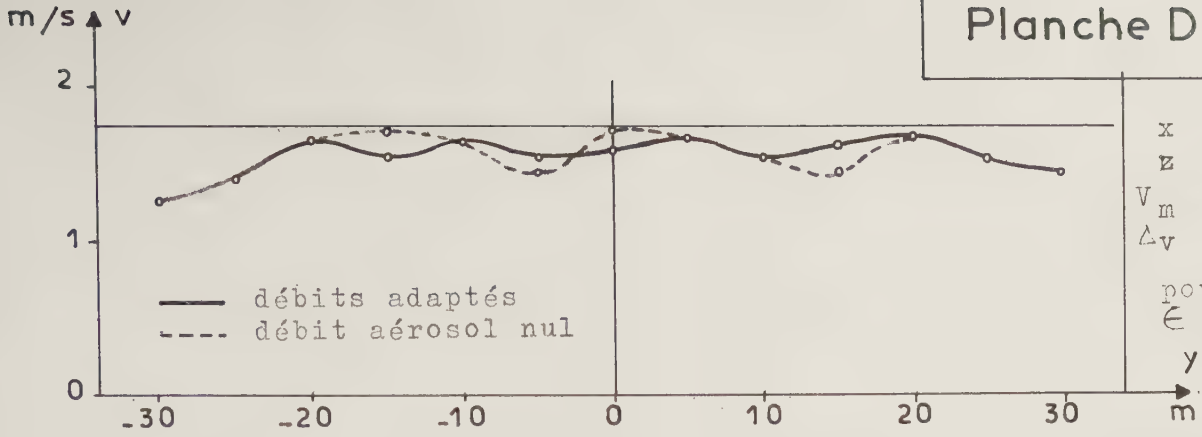
avec une buse de section

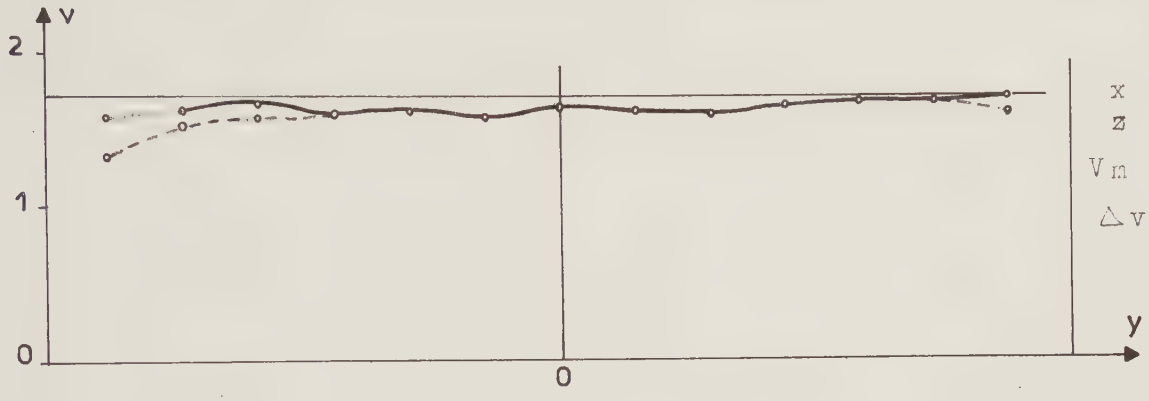
s_b = 300 mm^2

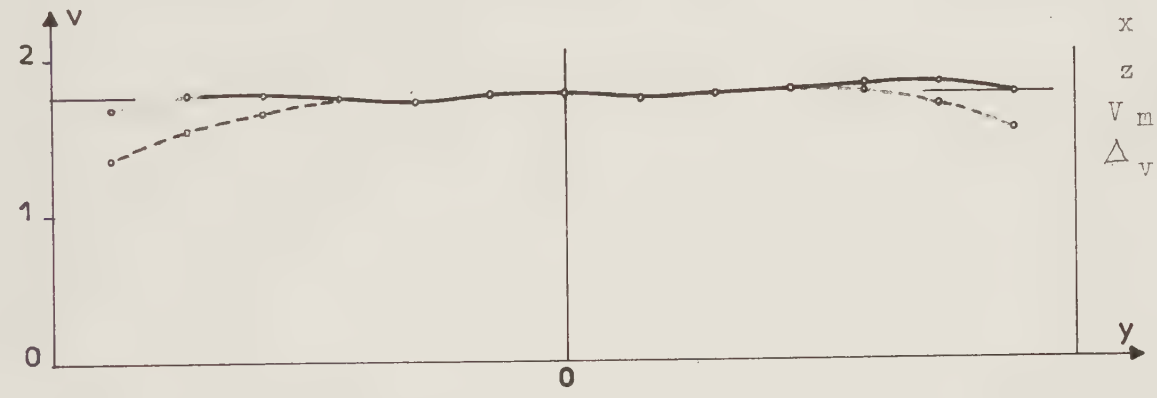
à l'abcisse

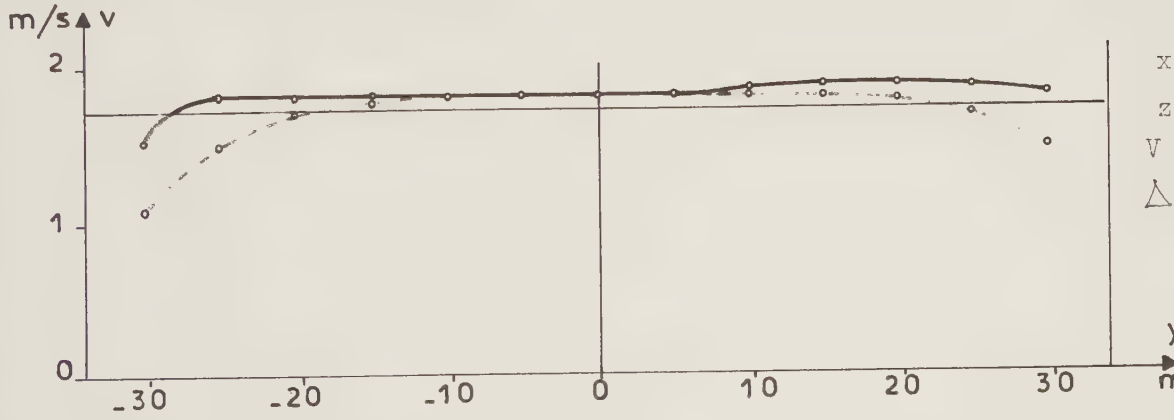
x_b = 30 mm

Planche D II 62









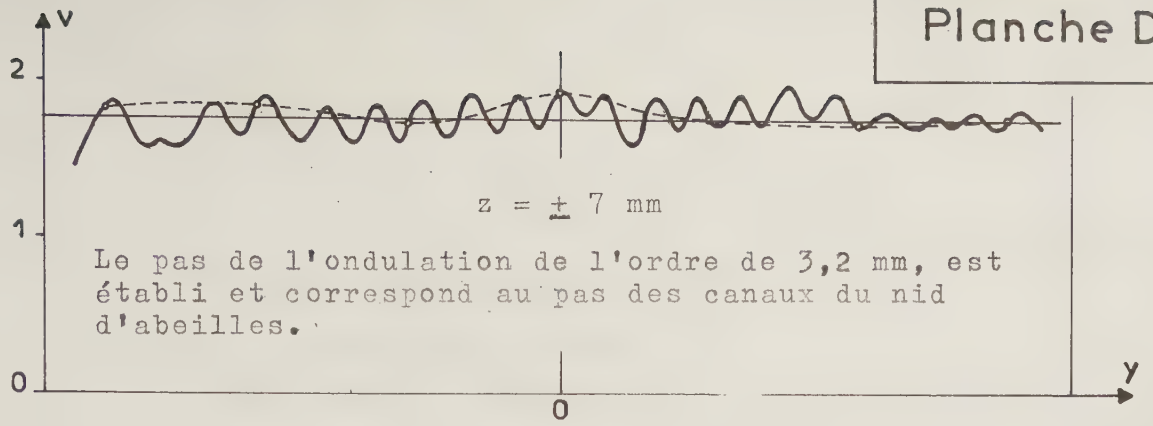
PROFILS DE VITESSE selon l'axe des y de la chambre de précipitation en plusieurs abcisses avec contrôles du débit d'aérosol Qa et du débit total Qt tels que la vitesse moyenne d'écoulement V m = 1,75 m/s (à 5 % près).

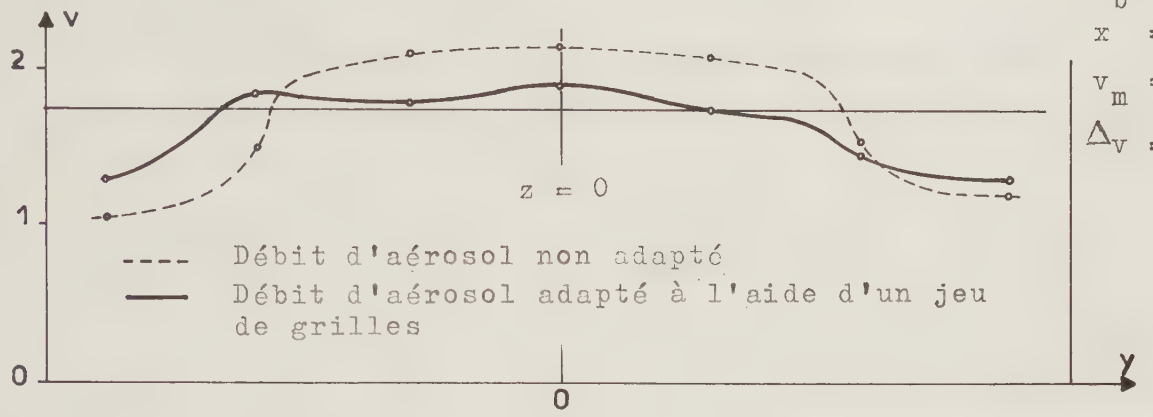
La buse a une section s_b = 300 mm^2 à l'abcisse x_b = - 30 mm

Trait plein : débits Qa et Qt adaptés (même vitesse et même pression moyennes)

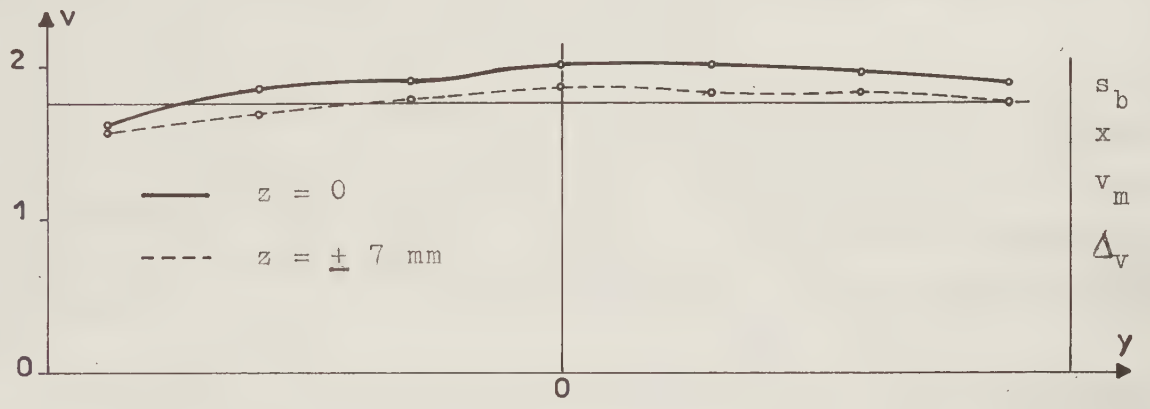
Trait pointillé : débit Qt seul (Qa = 0)

Planche D II 63

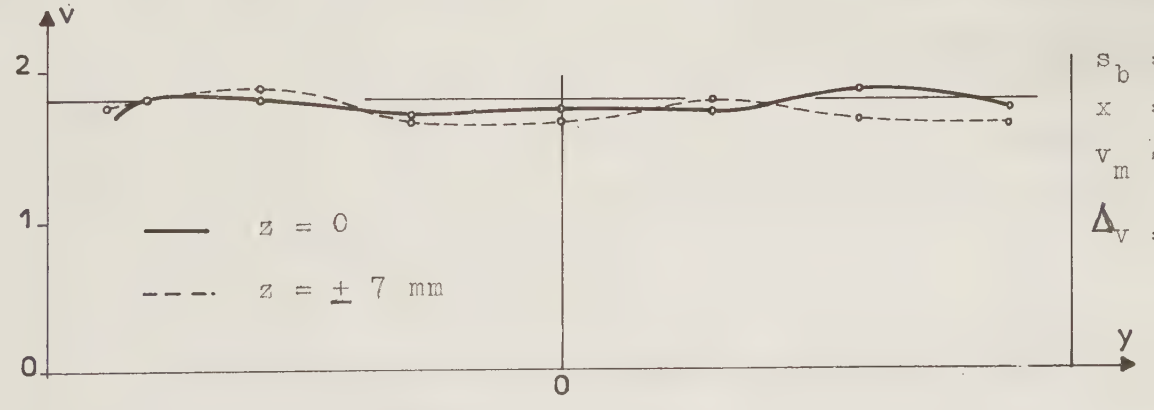




s_b = 55 mm²
x = 18 mm
v_m = 1,8 m/s
Δ_v = 8 %



s_b = 55 mm²
x = 300 mm
v_m = 1,8 m/s
Δ_v = 5 %



s_b = 210 mm²
x = 18 mm
v_m = 1,77 m/s
Δ_v = 4 %

PROFILS DE VITESSE selon l'axe des y de la chambre de précipitation pour deux cotes z et deux buses avec seul contrôle du débit total Qt, tel que la vitesse moyenne d'écoulement vm = 1,8 m/s (à 5 % près).
Deux buses sont utilisées dont les sections sb sont à xb = - 17 mm.
Il apparait que la buse mince (sb = 40 × 1,4) entraîne davantage de dispersion Δv autour de vm que les buses larges (sb = 60 × 3,5 ou 60 × 5).

III - IONISEUR TYPE "DIODE" (DEUX ELECTRODES)

1 - Principe et disposition générale

Le principe est analogue à celui de l'appareil à chambre unique, où le fil ioniseur est placé transversalement au flux d'aérosol, afin d'en limiter les pertes.

Les électrodes collectrices d'ions doivent être placées de façon que le champ électrique ne s'oppose pas à la progression de l'aérosol. Deux types de configuration sont alors possibles :

- Fil entre deux plaques planes en aval (du fil) (§2)
- Fil face à une grille ou un nid d'abeilles en aval (§3).

Les conditions de charge doivent être identiques pour toutes les sphérules, ce qui conduit à réduire au minimum la hauteur (suivant Oz) du canal d'aérosol, soit 5 mm. Le temps de charge est noté t_c.

L'ioniseur est placé au plus près de la section s_b de la buse.

La largeur (suivant Oy) du canal d'écoulement de l'aérosol peut être réduite à 40 mm pour disposer de longerons de 14 mm de large dans lesquels on peut réaliser la fixation et la tension mécanique des fils. En contrepartie les extrémités des longerons doivent être amincies pour ne pas entraîner de perturbations aérodynamiques, la section s_b vaut alors 56 mm^2.

2 - Système fil entre deux plaques planes

2.1. Etude préliminaire

Il faut déterminer la meilleure position possible du fil par rapport aux plaques, compte tenu des paramètres électriques, Ui, la tension appliquée au fil et Ii le courant d'ionisation. Soit xf l'abcisse de pénétration du fil entre les plans, on constate qu'il est nécessaire d'avoir $xf \geqslant \frac{d}{2}$ pour éviter des claquages.

Voir Fig. 1, planche DIII

En contrepartie sur la longueur xf, le champ électrique risque de précipiter les sphérules.

quel que soit le diamètre des sphères, la perte est sensiblement
compensée dans l'ionisation. De plus les conditions de champ varient beau-
coup avec la distance de l'électrod ; soient :

$E_1 = 2400$ V $\qquad$ ($\mathrm{grad} \simeq 12{,}3\ 10^2$ V/m)

$I_1 = 25{,}10^{-6}$ A $\qquad i \simeq 0{,}5.10^{-3}$ A/m

$R_p = 4{,}10^5$ V/m.

2.2.1. Perte maximale - $s_1^p = 56$ mm^2 et $x_1^p = 37$ mm $\dfrac{v}{v_a} = \dfrac{s_1^p}{s_a^p}$ (la section
du convergent à $x = x_1^p$ est égale à s_a^p)

- $v = 2$ m/s $\quad v_a^p \simeq 0{,}6$ m/s $\quad t_a^p \simeq 0{,}1$ s

$a = 0{,}4 \cdot 10^{-6}$ m $\quad x = 0{,}15$ m $\quad \Delta x = 1$ mm $\quad \delta$

- $v = 4$ m/s $\quad v_a^p \simeq 0{,}8$ m/s $\quad t_a^p \simeq 0{,}05$ s

$a = 0{,}4\ 10^{-6}$ m $\quad x \simeq 0{,}08$ m sur toute l'électrode

$a = 10^{-6}$ m $\quad x = 0{,}14$ m $\quad \Delta x = 1$ mm.

2.2.2. Perte limite - $s_2^p = 300$ mm^2 et $x_2^p = 35$ mm.

A $x_2^p = 35$ mm, la section du convergent vaut 1,1 s_a^p d'où :

$$\frac{v}{v_a} = 0{,}9 \quad \frac{s_2^p}{s_a^p}$$

- $v = 2$ m/s $\quad v_a^p \simeq 1{,}8$ m/s $\quad t_a^p = 0{,}05$ s

$a = 0{,}4\ 10^{-6}$ m $\quad x = 0{,}10$ m $\quad \Delta x = 1$ mm

$a = 0{,}05\ 10^{-6}$ m $\quad x \simeq 0{,}01$ m sur toute l'électrode.

3 - Système fil nid d'abeille

3.1. Disposition

Le nid d'abeille est constitué de 8 tubes d'acier inoxydable de diamètre extérieur 5 mm, intérieur 4 mm, sur 5 mm de longueur. La face vis à vis le fil épouse la forme d'un cylindre de 3,5 mm de rayon dont l'axe serait le fil. Cette face est vue par le fil sous un angle de $\frac{\Pi}{2}$.

Voir Fig. 2 planche DIII

La proximité de l'isolant limite le courant d'ionisation disponible avant claquage, mais au moins le champ électrique est dirigé dans le sens de l'écoulement de l'aérosol.

3.2. Résultats de précipitation

$x_b = -17$ mm $\qquad s_b = 56$ mm^2

Ui = 4800 v $\qquad$ Em $\simeq 13{,}7 \cdot 10^5$ V/m

Ii = 10^{-5} A $\qquad$ i $\simeq 0{,}25 \cdot 10^{-3}$ A/m

Ep = 4 KV/m

v = - 2 m/s $\qquad t_c \simeq 0{,}01$ s

$a = 0{,}4 \cdot 10^{-6}$ m	x = 0,14 m	$\Delta x = \pm$ 35 %
$a = 10^{-6}$ m	x = 0,07 m	$\Delta x = \pm$ 35 %.

Les résultats semblent meilleurs, mais en fait, la perte d'aérosol est encore une fois très importante dans l'ioniseur. La couche précipitée sur le nid d'abeille modifie les conditions électriques et au bout d'un temps de l'ordre d'une demi-heure, il n'est plus possible d'obtenir une décharge Couronne sans claquages continuels.

4 - Conclusion sur l'ioniseur type diode

D'une part, une très forte proportion de l'aérosol est précipité dans l'ioniseur, ce qui en limite la durée d'utilisation et ce qui supprime la possibilité d'une analyse quantitative ultérieure.

3 - Système fil mid d'Abeille

Le mid d'abeille est constitué de 8 tubes d'acier inoxydable de diamètre extérieur 5 mm, intérieur 4 mm, sur 5 mm de longueur. La face vis à vis le fil épouse la forme d'un cylindre de 3,5 mm de rayon dont l'axe serait le fil. Cette face est vue par le fil sous un angle de $\frac{\pi}{2}$.

Voir Fig. 2 planche DIII

La proximité de l'isolant limite le courant d'ionisation disponible avant claquage, mais au moins le champ électrique est dirigé dans le sens de l'écoulement de l'aérosol.

3,2. Résultats de précipitation

$x_p = - 17$ mm $\qquad s_p = 55$ mm^2

$Ut = 4800$ v $\qquad Rm \simeq 13,7 \cdot 10^5$ V/m

$It = 10^{-5}$ A $\qquad t \simeq 0,25 \cdot 10^{-3}$ A/m

$Hp = 4$ KV/m

$v = - 2$ m/s $\qquad t^c \simeq 0,01$ s

$a = 0,4 \cdot 10^{-6}$ m $\qquad x = 0,14$ m $\qquad \Delta x = \pm 35$ %

Les résultats semblent meilleure, mais on fait, la perte d'aérosol sur le mid d'abeille modifie les conditions électriques et au bout d'un temps de [illegible] décharge Couronne sans claquages continuels.

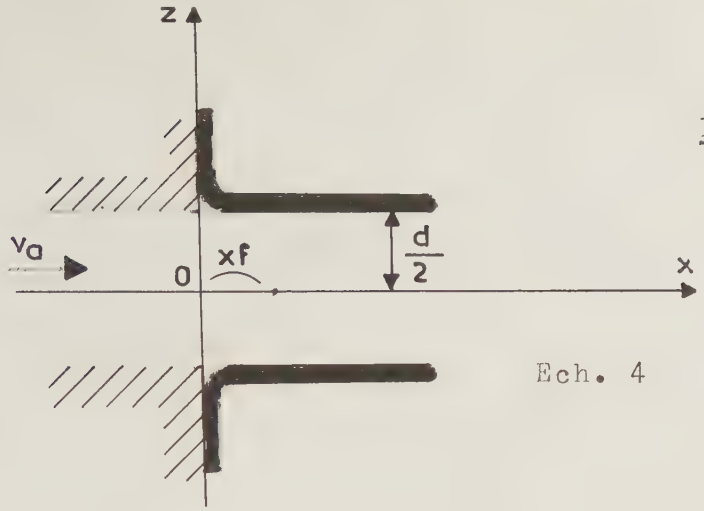
4 - Conclusion et [illegible]

Dans l'ionisseur, ce qui en limite la durée d'utilisation et ce qui supprime la possibilité d'une analyse quantitative ultérieure.

D'autre part, on peut supposer que la fraction des sphérules ayant échappée à la précipitation dans l'ioniseur, a été peu ou mal chargée, c'est-à-dire que ce sont surtout des sphérules submicroniques et que la dispersion de leur abcisse de captation est très élevée. La répartition granulométrique n'est alors pas représentative de l'aérosol et la séparation granulométrique est hors de question.

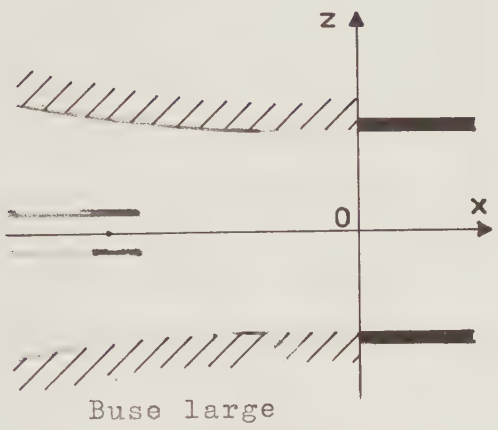
D'autre part, on peut supposer que la lucarne des ophidiens ayant échappée à la précipitation dans l'Endocrâne a été peu ou mal chargée, c'est-à-dire que ce sont surtout des ophidiens schizoneiros et que la disparition de leur nodules de coloration est très élevée. La réparation pneumométrique n'est alors pas représentative de l'hétérosi et la séparation pneumométrique est bore de grandeur.

Planche D III

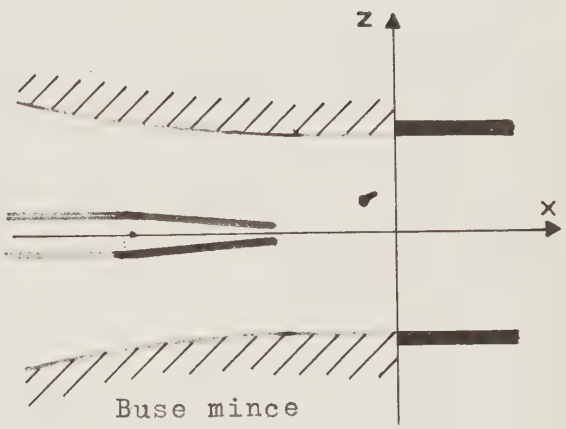


Ech. 4

FIG. 1 : système fil entre deux plaques



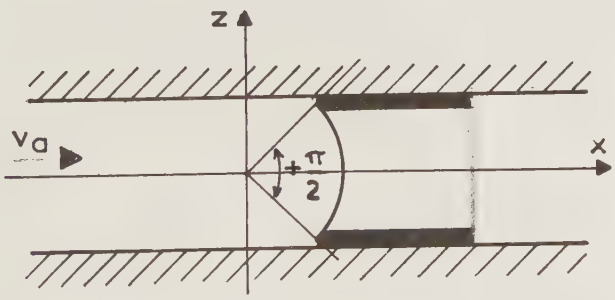
Buse large

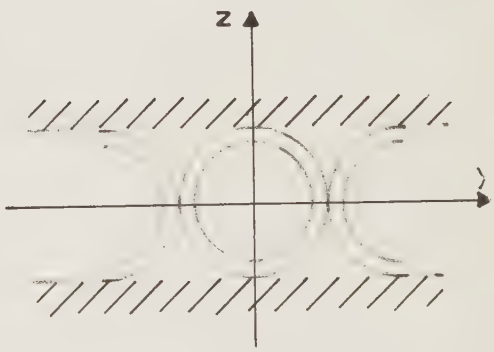


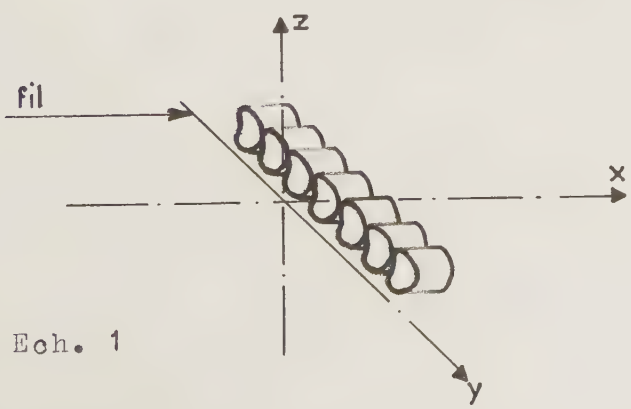
Buse mince

Ech. 1

Ech. 4







Ech. 1

FIG. 2 : système fil nid d'abeille

IV - CHARGE PAR CHAMP ELECTRIQUE ALTERNATIF ASPECT QUALITATIF DU PROBLEME

1 - But et procédé

Dans l'ioniseur "diode", la sphérule risque fort d'être précipitée dans l'ioniseur par le champ électrique constant qui y règne.

De plus, elle est soumise aux perturbations du vent électrique dont l'ordre de grandeur de la vitesse est de 1 à 10 m/s ; soit près de 10 fois la vitesse de passage des sphérules dans la chambre d'ionisation, dont la distance de précipitation entre électrode est faible par rapport à celle de la chambre de précipitation.

Pour éviter la précipitation prématurée dans le dispositif ioniseur, on va essayer de charger la sphérule pendant plusieurs brèves périodes, séparées par des temps de "compensation" où le sens du champ électrique est inversé et la charge spatiale supprimée.

Le système nécessite trois électrodes ; par analogie, il est appellé triode : une électrode, soumise à une tension continue, injecte des ions par effet Couronne vers une grille, au-delà de laquelle une plaque, soumise à une tension alternative, attire ou repousse les ions ayant traversé la grille.

Les sphérules traversent l'espace entre grille et plaque.

2 - Choix de la fréquence f du champ alternatif

Supposons que la charge n'ait effectivement lieu que lorsque l'alternance du champ attire les ions, on doit avoir :

$$\frac{1}{2f} \leqslant t_a = \frac{6\Pi\eta\, a}{M} \quad \frac{z}{n\, e\, E}$$

Soit d la distance grille-plaque, $\varphi = \frac{Y}{d}$ donne la perte par précipitation dans l'ioniseur quand on fait l'égalité dans l'expression ci-dessus.

Au fur et à mesure de son acquisition de charges, la sphérule est plus sensible au champ électrique ; posons $n = n_s$, pour tout t, ce qui va majorer la perte réelle, f est alors proportionnelle à : $\frac{E^2 a}{\varphi\, d}$

$$E \geqslant \frac{U}{d}, \text{ posons } E = \frac{U_e}{d} .$$

Ce sont les grandes valeurs de a qui vont imposer f, soit M = 1,

d'où : $f \simeq 0{,}3 \cdot 10^{-6} \dfrac{U_e^2\, a}{\varphi\, d^3}$

Application numérique :

$d = 0{,}5 \cdot 10^{-2}$ m $\quad f = 2{,}4 \dfrac{U_e^2\, a}{\varphi}$

Posons $\varphi = 0{,}1 \quad a_{Max} = 10^{-5}$ m

U_e	500	1000	2000	3000
f	60	240	980	2160

Imposons f = 2000 Hz

Ue	500	1000	2000	3000
φ	$0{,}3.10^{-2}$	$1{,}2.10^{-2}$	0,05	0,1

La perte maximale est donc voisine de 10 %.

3 - Aperçu du rôle de la fréquence sur la charge des sphérules (planche DIV)

Le phénomène de charge devient très compliqué et ne peut être analysé qu'à l'aide d'approximations imparfaites.

3.1. Hypothèses simplificatrices

1. La tension alternative U_e appliquée à la plaque est supposée avoir la forme de créneaux rectangulaires symétriques de période f^{-1} suivant (Fig. 1)

$t \in \left[0, \frac{f^{-1}}{12}\right[, \left[\frac{5f^{-1}}{12}, \frac{7f^{-1}}{12}\right[$ et $\left[\frac{11f^{-1}}{12}, f^{-1}\right[\Rightarrow U_e = 0$

$t \in \left[\frac{f^{-1}}{12}, \frac{5f^{-1}}{12}\right[\qquad U_e = -U_1 < 0$

$t \in \left[\frac{7f^{-1}}{12}, \frac{11f^{-1}}{12}\right[\qquad U_e = U_1 > 0$

$$\left(\text{Ex. : } i = I_1 \cdot 10^{-\frac{t}{\tau_1}}\right)$$

Application numérique :

$$i = 0{,}1 \cdot 10^{-2} = i = I_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_1}}$$

Poisons $\rho = 0{,}1$ $\quad \delta_{Max} = 10^{-5}$ m

U_e	500	1000	2000	3000
f	60	240	900	2160

Impression f = 2000 Hz

U_e	500	1000	2000	3000
ρ	$0{,}3.10^{-2}$	$1{,}2.10^{-2}$	0,05	0,1

La perte maximale est donc voisine de 10 %.

Le phénomène de charge devient très compliqué et ne peut être

1. Le courant I_e appliqué à la bobine est périodique

avoir la forme de créneaux rectangulaires symétriques de période t_1 suivant

(Fig. 1)

$$t \in \left[0, \frac{t_1}{2}\right[\text{ , } \left[\frac{3t_1}{2}, \frac{7t_1}{2}\right[\text{ et } \left[\frac{11t_1}{2}, t_1\right[\Longrightarrow U_e = 0$$

$$t \in \left[\frac{t_1}{2}, \frac{3t_1}{2}\right[\qquad U_e = -U_1 < 0$$

$$t \in \left[\frac{7t_1}{2}, \frac{11t_1}{2}\right[\qquad U_e = U_1 > 0$$

2. Les temps t_i de transit des ions entre grille et plaque et le champ électrique E_a sont supposés changer instantanément de valeur comme U_e, ce qui revient à négliger les variations en fonction du temps pendant les phases transitoires.

3. Les ions ne diffusent pas ou n'ont pas le temps de diffuser ce qui signifie que la densité de courant j mesurée sur la plaque est nulle si $Ue \neq -U_1$ (ions positifs et $U_o = 0$).

4. Les sphérules sont toutes soumises au même temps de charge t_c.

3.2. Analyse qualitative de la charge spatiale

Si le temps t_i est faible devant $\frac{f^{-1}}{2}$, la densité q de charge spatiale apparaît presque instantanément, au moment où U_e devient négatif et attire les ions au travers de la grille, et disparaît de même quand U_e devient positif et repousse les ions ; j est maximale mais n'existe que tant que U_e reste égale à $-U_1$ (Fig. 2).

Si f augmente, le temps d'établissement de q dans l'espace grille plaque n'est plus négligeable, j diminue (Fig. 3), mais l'intégrale :

$$\int_{f^{-1}} q\,dt = (qt) \text{ reste constante.}$$

Si f croît encore, j devient nulle et (qt) commence à diminuer (Fig. 4).

Application numérique

On peut appliquer les résultats obtenus en B II 4 en remplaçant U par $U-U_1$ dans l'espace grille-plaque. Il vient $t_i \simeq 0{,}05.10^{-3}$ s.

Ou pour f = 2000 Hz $t_i = \frac{f^{-1}}{10}$ cas de la Fig.3 où $j \simeq 0{,}7\ j_{max}$.

3.3. Analyse qualitative de la charge des sphérules

Toujours d'après les résultats de B II 4, il apparaît que la densité de charge spatiale et le champ électrique varient peu entre électrodes planes, U_o et U_1 étant fixés, c'est-à-dire U_e continue.

2. Les temps τ_i de transit des ions entre grille et plaque et le champ électrique E_a sont supposés changer instantanément de valeur comme U_c, ce qui revient à négliger les variations en fonction du temps pendant les phases transitoires.

3. Les ions ne diffusent pas ou n'ont pas le temps de diffuser ce qui signifie que la densité de courant j mesurée sur la plaque est nulle si Ue ≠ − U_1 (ions positifs et U_0 = 0).

4. Les sphérules sont toutes soumises au même temps de charge t_c.

3.2. Analyse qualitative de la charge spatiale

Si le temps τ_i est faible devant $\frac{T}{2}$, la densité q de charge spatiale apparaît presque instantanément, au moment où U_e devient négatif et attire les ions au travers de la grille, et disparaît de même quand U_e devient positif et repousse les ions ; j est maximale mais n'existe que tant que U_e reste égal à − U_1 (fig. 4).

Si f augmente, le temps d'établissement de q dans l'espace grille plaque n'est plus négligeable, j diminue (fig. 3), mais l'intégrale :

$$\int_{-T} q\, dt = (qt) \text{ reste constante.}$$

Si f croît encore, j devient nulle et (qt) commence à diminuer (fig. 5).

Application numérique

On peut appliquer les résultats obtenus en § II 4 en remplaçant U par U−U_1 dans l'espace grille-plaque. Il vient $\tau_i \simeq 0{,}05.10^{-3}$ s.

Ou pour f = 2000 Hz $\tau_i = \frac{T}{10}$ cas de la Fig.3 où j ≃ 0,7 [illegible]

3.3. Analyse qualitative de la charge des sphérules

Toujours d'après les résultats de B II 4, il apparaît que la densité de charge spatiale et le champ électrique varient peu entre électrodes planes, U_0 et U_1 étant fixés, c'est-à-dire U_c continue.

La turbulence due au vent électrique brasse les sphérules de l'aérosol et soumet ainsi ces dernières aux mêmes conditions de charge et de précipitation en moyenne, quelle que soit leur cote z d'entrée dans l'ioniseur (Voir Fig.5).

En fait, si j devient très inférieur à jmax ou nul, l'hypothèse 2 devient inadmissible, le champ électrique et la charge spatiale n'atteignent plus de régime établi à chaque valeur de U_e, les conditions de charge sont complètement bouleversées et la charge acquise par les sphérules devient incertaine.

3.4. Application à une tension électrique U_e sinusoïdale

En première approximation, les propositions des paragraphes précédents sont applicables avec $U_1 = \frac{U_M}{\sqrt{2}}$ - Voir Fig. 6 -

dents sont appliquées avec $U_1' = \frac{U}{\sqrt{2}}$ - Voir Fig. 6 -

Planche D IV

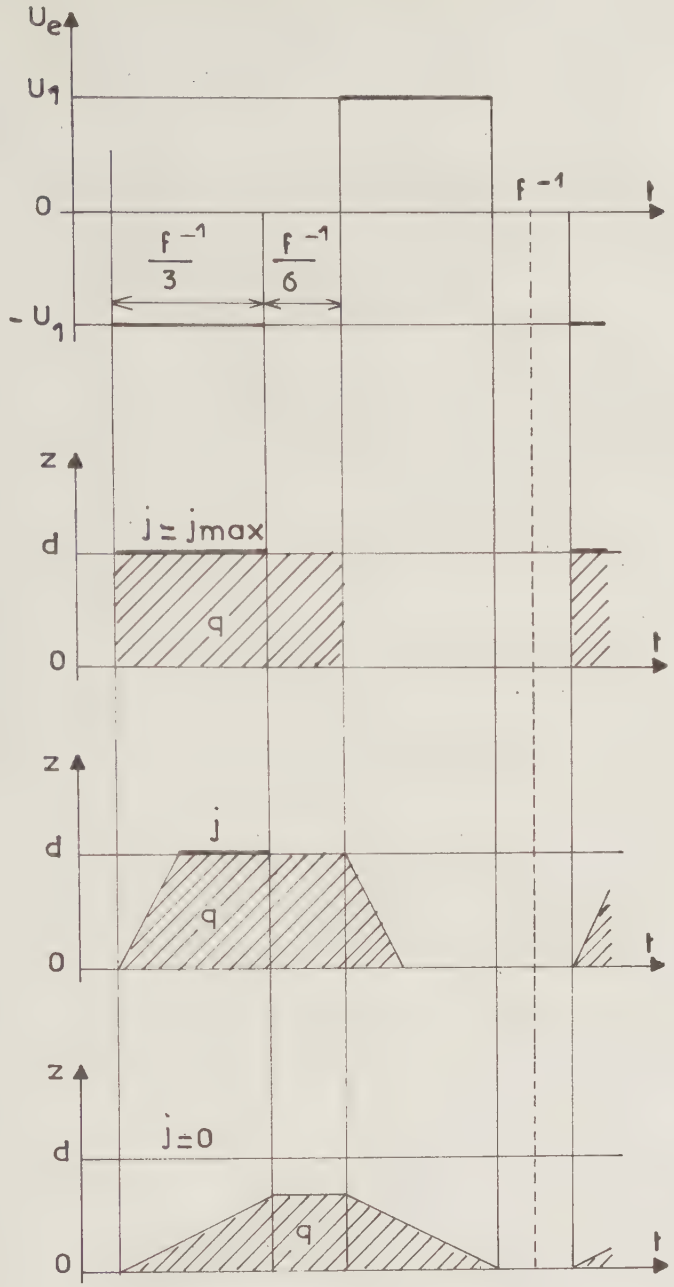


FIG. 1 Forme de la tension U_e de période f^{-1} appliquée à la plaque, la tension de la grille étant nulle.

Les figures 2 à 4 représentent la variation de la densité de charge spatiale q entre grille ($z = 0$) et plaque ($z = d$) (zone hachurée) et la densité de courant j recueillie sur la plaque (trait plein accentué) en fonction du temps.

FIG. 2 $t_i \ll \frac{f^{-1}}{2}$

t_i temps de transit des ions entre grille et plaque (0 à d et inversement)

FIG. 3 $\frac{f^{-1}}{100} < t_i < \frac{f^{-1}}{3}$

FIG. 4 $t_i > \frac{f^{-1}}{3}$

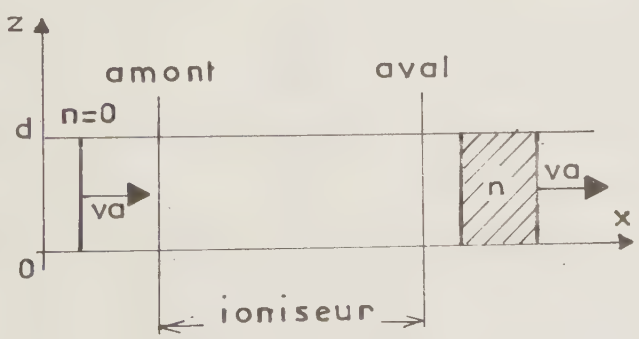


FIG. 5 charge des sphérules de zéro à l'amont de l'ioniseur à n.e à l'aval

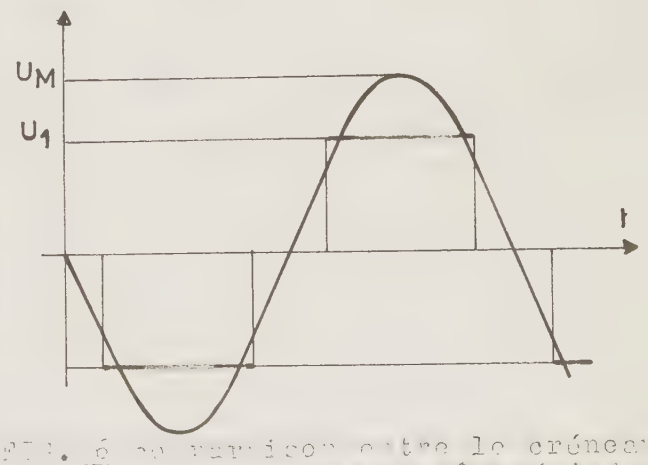


FIG. 6 comparaison entre le créneau et la période

où $U_M = \sqrt{2}\, U_1$

V - ETUDE EXPERIMENTALE DES IONISEURS "TRIODE"

1 - Ioniseur type Herling

1.1. Description

L'électrode ionisante est un fil de tungstène de 100 microns de diamètre tendu sur 100 mm de long entre deux supports de plexiglass. Le volume d'air entourant le fil est limité par la grille à la face supérieure, et des parois planes de plexiglass sur les autres faces. Les parois latérales sont placées à 5 mm du fil, la paroi inférieure, solidaire des supports du fil, à 7 mm.

Les autres paramètres constructifs sont déterminés expérimentalement.

Voir planche DV 1.1.

1.2. Choix des paramètres constructifs

1.2.1. Distance l fil-grille

Elle détermine la caractéristique tension-courant entre fil et grille. La proximité des parois isolantes modifient cette caractéristique quand l est grand ; après essais de 7 à 30 mm, on choisit l = 10 mm.

1.2.2. Caractéristiques de la grille

Le fil de la grille doit être gros par rapport au fil ionisant pour éviter des contrémissions. La maille doit être assez grande pour laisser pénétrer les ions dans la zone grille-plaque.

La grille sélectionnée a une maille carrée de 1,8 mm de côté, constituée par du fil d'acier de 300 microns de diamètre.

1.2.3. Distance d grille-plaque et section s_a de passage de l'aérosol

D'après le § IV 2, plus d est grand, moins les risques de perte φ d'aérosol dans l'ioniseur sont élevés (φ varie comme d^{-3}).

Mais deux considérations s'opposent à prendre d trop grand : les paramètres électriques doivent varier le moins possible de la grille à la plaque pour que les sphérules aient toutes les mêmes conditions de charge. La section s_a de passage de l'aérosol ne doit pas être trop grande par rapport à celle de la tuyauterie du circuit de génération pour éviter les pertes dues à l'aérodynamique d'un canal divergent.

V - Mesure du courant par les ions positifs

1 - Jaugeur type Verdier

1.1. Description

L'électrode ionisante est un fil de tungstène de 100 microns de diamètre tendu sur 100 mm de long entre deux supports de plexiglass. Le volume d'air entourant le fil est limité par la grille à la face supérieure, et des parois planes de plexiglass sur les autres faces. Les parois latérales sont placées à 5 mm du fil, la paroi inférieure, solidaire des supports du fil, à 7 mm.

Les autres paramètres constructifs sont déterminés expérimentalement.

Voir planche DV 1.1.

1.2. Choix des paramètres constructifs

1.2.1. Distance fil-grille

Elle détermine la caractéristique tension-courant entre fil et grille. La proximité des parois isolantes modifient cette caractéristique quand l est grand ; après essais de 7 à 30 mm, on choisit l = 10 mm.

Le fil de la grille doit être gros par rapport au fil ionisant pour éviter des contréionisations. La maille doit être assez grandepour laisser pénétrer les ions dans la zone grille-plaque.

La grille sélectionnée a une maille carrée de 1,8 mm de côté, constituée par du fil d'acier de 300 microns de diamètre.

1.2.3. Distance grille-plaque et section s_p de passage de l'aérosol

D'après le § IV 2, plus d est grand, moins les risques de perte φ d'aérosol dans l'ionisseur sont élevés (φ varie comme d^{-3}).

Mais deux considérations s'opposent à prendre d trop grand : les paramètres électriques doivent varier le moins possible de la grille à la plaque pour que les sphérules aient toutes les mêmes conditions de charge. La section s_p de passage de l'aérosol ne doit pas être trop grande par rapport à celle de la tuyauterie du circuit de prélèvement pour éviter les pertes dues à l'aérodynamique d'un canal divergent.

Après des essais de 5 à 15 mm, on adopte d = 6 mm en donnant au canal de l'aérosol une largeur de 8,3 mm, soit une section s_a = 50 mm^2 égale à celle du circuit de génération.

1.3. Caractéristiques tension-courant entre grille et plaque

Les courbes sont tracées pour une tension U_i du fil-émetteur U_i = - 11 000 v, à U_e, tension plaque, et f, fréquence de U_e, variables.

On note que I_i, le courant émis par le fil, varie avec U_e mais que I_c, le courant entre grille et plaque, est pratiquement indépendant de f entre 50 et 2000 Hz.

Voir planche DV 1.2.

1.4. Essais de précipitation

L'ioniseur est placé à l'amont de l'adaptation divergent convergent décrit en DII 5 (planche DII 5).

Quel que soit le diamètre de l'aérosol, les pertes sur la plaque, la grille et mêmes dans la zone entourant le fil émetteur représentent une part très importante par rapport à la fraction recueillie dans le précipitateur. Les paramètres électriques de l'ioniseur sont modifiés dans le temps comme avec les ioniseurs "diode".

En ôtant la grille et en conservant des paramètres électriques équivalents aux essais précédents dans la zone de passage de l'aérosol, on observe les mêmes résultats pour les aérosols fins ($a \leq 0{,}18 \cdot 10^{-6}$ m), mais une sensible augmentation de la perte pour les sphénules de rayon $a \geq 0{,}4 \cdot 10^{-6}$ m.

1.5. Interprétation des résultats

Les défauts semblent être d'ordre aérodynamique. Le vent électrique se dirige du fil vers la grille en créant une dépression locale en son voisinage et une zone tourbillonnaire qui peut s'alimenter au travers de la grille. L'augmentation brutale de section à l'entrée de l'ioniseur crée également une zonne troubillonnaire qui traverse la grille. C'est l'explication des dépôts d'aérosol en dehors de la zone de passage prévue.

Après des essais de 5 à 15 mm, on adopte d = 5 mm en donnant au canal de l'aérosol une largeur de 6,0 mm, soit une section $s_a = 30\ mm^2$ égale à celle du circuit de génération.

1.3. [illegible]

[illegible]

U_i = - 11 000 v, à U_e, tension plaque, et f, fréquence de U_e, variables.

On note que I_i, le courant émis par le fil, varie avec U_e mais que I_c, le courant entre grille et plaque, est pratiquement indépendant de f entre 50 et 2000 Hz.

Voir planche DI 1.2.

1.4. Essais de précipitation

L'ioniseur est placé à l'avant de l'appareil divergent convergent décrit en DII 5 (planche DII 5).

Quel que soit le diamètre de l'aérosol, les pertes sur la plaque, la grille et même dans la zone entourant le fil émetteur représentent une part très importante par rapport à la fraction recueillie dans le précipitateur. Les paramètres électriques de l'ioniseur sont modifiés dans le temps [illegible]

En ôtant la grille et en conservant des paramètres électriques équivalents aux essais précédents dans la zone de passage de l'aérosol, on observe les mêmes résultats pour les aérosols fins ($a \leq 0,15 . 10^{-5}$ m), mais une sensible augmentation de la perte pour les sphérules de rayon $a \geq 0,4.10^{-5}$

1.5. [illegible]

[illegible] se dirige du fil vers la grille en créant une dépression locale en son voisinage et une zone tourbillonnaire qui peut s'alimenter au travers de la grille. L'augmentation brutale de section à l'entrée de l'ioniseur crée également une zone tourbillonnaire qui traverse la grille. C'est l'explication des dépôts d'aérosol en dehors de la zone de passage prévue.

Les aérosols les plus fins ont des forces d'inertie très faibles et réussiraient plus facilement à échapper au piège des tourbillons, mais après avoir séjourné un temps inconnu et aléatoire dans l'ioniseur, ce qui explique en partie l'étalement de leur abcisse de captation (voir les résultats d'Herling).

1.6. Conséquences : modifications

La longueur de l'ioniseur triode doit être réduite pour limiter les risques de pertes et l'influence du tourbillon aérodynamique, ce qui entraîne la conception d'un ioniseur triode transversal (voir § 2).

La zone du fil émetteur doit être traversée par un flux d'air propre destiné à supprimer les tourbillons dus au vent électrique et éviter la traversée de la grille par le flux d'aérosol, ce qui entraîne la conception d'un ioniseur double-flux (voir § 4).

2 - Ioniseur triode transversal

2.1. Description

C'est l'ioniseur type Herling, disposé transversalement au flux d'aérosol, logé dans la partie bombée à l'intérieur du convergent. La longueur L_c de charge est réduite à 20 mm et la section s_a de passage de l'aérosol vaut $60 \times 5 = 300$ mm^2.

La grille a les mêmes caractéristiques que précédemment. Sa surface utile est 60×30 mm.

La plaque vis à vis de la grille à la même surface utile.

L'effet Couronne est obtenu par deux types d'électrodes :

- Onze pointes disposées sur les sommets de triangles équilatéraux de 10 mm de côté, en deux lignes perpendiculaires au sens de l'écoulement de l'aérosol.
- Deux fils parallèles distants de 10 mm, de même direction que les alignements de pointes.

Ces électrodes sont placées au fond d'un logement de plexiglass et sont distantes de 9 à 10 mm de la grille.

Il faut vérifier qu'elles fournissent les mêmes conditions électriques de charge sur toute la largeur du canal d'écoulement de l'aérosol.

Les aérosols les plus fins ont [illegible] très faibles et réussissent plus facilement à échapper au piège des tourbillons, mais après avoir séjourné un temps inconnu et aléatoire dans l'ioniseur, ce qui explique en partie l'étalement de leur abscisse de [illegible] (voir les résultats [illegible]).

1.5. Conséquences : modifications

[illegible] risques de pertes et l'influence du tourbillon aérodynamique, ce qui conduit à la conception d'un ioniseur triode transversal (voir § 2).

La zone du fil émetteur doit être [illegible] par un flux d'air propre destiné à supprimer les tourbillons dus au vent électrique et à éviter la traversée de la grille par le flux d'aérosol, ce qui conduit à la conception d'un ioniseur double-flux (voir § 4).

2. [illegible]

2.1. [illegible]

[illegible] gueur L_c de charge est réduite à 20 mm et la section s_a du passage de l'aérosol vaut 60 x 5 = 300 mm^2.

La grille a les mêmes caractéristiques que précédemment. Sa surface utile est 60 x 30 mm.

La plaque vis à vis de la grille a la même surface utile.

L'effet Couronne est obtenu par deux types d'électrodes :

- Onze pointes disposées sur les sommets de triangles équilatéraux de 10 mm de côté, en deux lignes perpendiculaires au sens de l'écoulement de l'aérosol.
- Deux fils parallèles distants de 10 mm, de même direction que les alignements de pointes.

Ces électrodes sont placées au fond d'un logement en plexiglas et sont distantes de 9 à 10 mm de la grille.

Il faut vérifier qu'elles fournissent les mêmes conditions électriques de charge sur toute la longueur du canal [illegible] de l'aérosol.

2.2. Etude des électrodes ionisantes

2.2.1. Pointes

On observe une irrégularité de charge suivant l'axe des y en remplaçant la plaque par un circuit imprimé comprenant 13 bandes conductrices disposées dans le sens d'écoulement de l'aérosol, les 11 bandes centrales faisant vis à vis chacune à une pointe. Chaque bande est reliée à la terre au travers d'une résistance d'1 M Ω, le courant total I_c recueilli est lu sur un galvanomètre, le potentiel pris par chaque bande est contrôlé à l'oscilloscope.

Les paramètres sont :

U_i = 10 000 v
I_i = 125μA
v = 2 m/s

d'où I_c = 1μA

La répartition des courants à l'allure de la figure 2, planche DV2, les irrégularités sont flagrantes.

Dans le précipitateur, les traces de précipitation, des sphénules ainsi chargées présentent de fortes ondulations suivant l'axe des y.

2.2.2. Fils parallèles

Des "joues" sont rapportées de part et d'autre du logement des pointes. Elles servent de supports à deux fils tendus de 100 microns de diamètre (planche DV2, Fig. 3).

On réalise la même vérification que pour les pointes :

U_i = 13 000 v
I_i = 140μA
v = 2 m/s

I_c = 1μA

La répartition des courants est bien plus régulière : Voir planche DV2, Fig. 4.

Ce type d'électrode ionisante est conservé ultérieurement.

2.2. Etude des différents régimes

2.2.1. Foudre

On observe une irrégularité du champ suivant l'axe des y en remplaçant la plaque par un cylindre, comparant ID) longueurs conductrices disposées dans le sens d'écoulement de l'aérosol, les 11 bandes non reliées suivant vis à vis chacune à une pointe. Chaque bande est reliée à la terre au travers d'une résistance de $2{,}1\ M\Omega$ où le courant total I_0 reconstitué est lu sur un galvanomètre, le courant I_0 pris par chaque bande par contrôle à l'oscil

Les paramètres sont :

$$\left.\begin{array}{l} U_0 = 15\,000\ v \\ I_0 = 129\mu a \\ v = 2\ m/s \end{array}\right\} \quad \text{d'où } I_0 = 1\mu a$$

On reproduit les conditions de la figure 2, plaque

Dans le précipitateur, les cycles de précipitation, des opérations actuel changées pratiquement de façon ondulatoire suivant l'axe des y.

Des "jeux" sont ménagés de part et d'autre de l'ensemble les peintes. Elles servent de support à deux fils tendus de 100 microns de diamètre (chambre D72, Fig. 3).

On réalise la même vérification que pour les peintes :

$$\left.\begin{array}{l} U_0 = 15\,000\ v \\ I_0 = 129\mu a \\ v = 2\ m/s \end{array}\right\} \quad I_0 = 1\mu a$$

la répartition des courants est bien plus régulière : voir planche Fig. 4.

Ce type d'électrode homogène est conservé en définitive.

2.3. Essais de précipitation

Le temps t_c de passage du flux d'aérosol dans la zone de charge est à peu près le même que dans l'ioniseur précédent.

Les autres paramètres étant analogues à ceux utilisés avec l'ioniseur type Herling, la précipitation dans l'ioniseur est plus faible mais elle est toujours importante dès que le rayon a des sphérules devient égal ou supérieur au micron.

On observe que les abcisses de captation, obtenues après charge dans l'un ou l'autre des ioniseurs, sont pratiquement identiques, ce qui signifierait que les sphérules n'abandonnent pas de charges électriques le long du parcours (3 fois plus long pour l'ioniseur type Herling). Mais la différence d'intensité des traces de précipitation est frappante : il faut générer à peu près trois fois plus d'aérosol avec l'ionieur Herling qu'avec le transversal pour obtenir des traces de même intensité (ce qui pourrait être dû en partie au dépôt d'aérosol le long de l'adaptation divergent convergent en plexiglass, bien qu'aucune trace visible à l'oeil nu n'y ait été décelée).

3 - Ioniseur triode transversal à fentes à ions ou ioniseur TTF

3.1. Conception

Le temps de charge des sphérules de rayon $a \geqslant 0{,}4.10^{-6}$ m est de l'ordre de la milliseconde. Il paraît inutile à priori d'avoir des temps de charges de quelques centièmes à quelques dixièmes de seconde pour ce type de sphérules, quitte à ce que les sphérules fines prennent une charge plus aléatoire et n'aient que peu de chances d'être captées dans le précipitateur. Pour les recueillir tout de même, on pourra compléter en aval la chambre de précipitation par une chambre de décharge Couronne, qui fonctionnerait comme l'appareil de Challande ou un ioniseur diode, en remplaçant le flux secondaire d'air atmosphérique par de l'air propre (voir Ch. VII).

3.2. Description

C'est l'ioniseur précédent où la grille a été recouverte d'une plaque à fentes vis à vis des fils émetteurs. Ces derniers ont été compartimentés afin qu'il ne puisse y avoir d'écoulement entre eux sous la grille.

2.3. Epaisseur de précipitation

Le temps τ_c de passage du flux d'aérosol dans la zone de charge est à peu près le même que dans l'ioniseur précédent.

Les autres paramètres étant analogues à ceux utilisés avec l'ioniseur type Nerling, la précipitation dans l'ioniseur est plus facile mais elle est toujours importante dès que le rayon a des dimensions devient égal ou supérieur au micron.

On observe que les choises de capacité, obtenues après chaque dans l'un ou l'autre des ioniseurs, sont pratiquement identiques, ce qui signifierait que les sphérules n'abandonnent pas de charges électriques le long du parcours (3 fois plus long pour l'ioniseur type Nerling). Mais la différence d'importance des traces de précipitation est frappante : il faut séparer à peu près trois fois plus d'aérosol avec l'ioniseur Nerling qu'avec le nouveau pour obtenir des traces de même intensité (ce qui pourrait être dû en partie au départ d'aérosol le long de l'adaptation divergent convergent en plexiglass, bien qu'aucune trace visible à l'oeil nu n'y ait été relevée).

3 - Ioniseur triode recouvrant à fentes à tore ou ioniseur THT

3.1. Conception

Le temps de charge des sphérules de rayon $a > 5.10^{-6}$ m est de l'ordre de la milliseconde. Il paraît inutile à priori d'avoir des temps de charges de quelques centièmes à quelques dixièmes de seconde pour ce type de sphérules, quitte à ce que les sphérules fines prennent une charge plus additoire et n'aient que peu de chances d'être captées dans le précipitateur. Pour les recueillir tout de même, on pourra compléter en aval la chambre de précipitation par une chambre de décharge Gouronne, qui fonctionnerait comme l'appareil de Chalmande ou un ioniseur triode, en remplaçant le flux secondaire d'air atmosphérique par de l'air propre (voir Ch. VII).

3.2. Description

Dans l'ioniseur précédent où la grille a été recouverte d'une plaque à fentes vis à vis des tiges émettrices, des dernières ont été supprimées afin qu'il ne puisse y avoir d'écoulement entre eux sans la grille.

La largeur des fentes est 3,5 mm, la surface S_c d'une fente vaut environ 200 mm^2. Voir planche DV2, Fig. 5.

3.3. Résultat du rendement

La perte est inférieur à 5 % pour des sphérules de 1µ. Les tourbillons dus au vent électrique, d'une part, et aux fentes d'autre part, doivent être de l'ordre de grandeur de l'ouverture.

3.4. Caractéristiques tension-courant entre grille et plaque

3.4.1. Appareillage

Compte tenu de l'étude qualitative du chapitre IV, il paraît intéressant d'étudier la variation de densité de courant j en fonction de la tension plaque U_e sur la plus grande plage de fréquences possible.

3.4.2. Courbes (voir planches DV 3.1. et 3.2.)

Le tracé de j(f) à U_e variable (valeur efficace) montre que j n'est jamais nul de 0 à 14 000 Hz, mais que j tend asymptotiquement vers une valeur limite.

On observe de plus dans le tracé $j(U_e)$ à f variable qu'à partir de f = 4000 Hz, j présente un maximum vers 2000 v et un minimum vers 2500 v, alors que le temps t_i de transit des ions est inversement proportionnel à U_e.

A fréquence nulle, on note que j vaut encore 10^{-3} A/m^2 quand U_e=0 volt et il faut appliquer une tension positive U_e = 200 volt pour que j devienne inférieur à 10^{-5} A/m^2.

Cette densité de courant résiduel à U_e = 0 volt peut être due à une pénétration du champ électrique E_i de la zone fil-grille, au travers des mailles de la grille.

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de ce phénomène, on fait l'étude rhéographique de la zone grille plaque (en négligeant la charge spatiale).

3.4.3. Etude rhéographique

Les dimensions sont représentées à l'échelle 40. Les bords des fentes sont supposés être des demi-cercles parfaits. Par rapport aux dessins des planches DV 3.3. à 3.7., le fil émetteur est 600 mm en dessous de la frontière de la plaque.

Les valeurs portées par les équipotentielles correspondent à la valeur 100 sur le fil émetteur.

Il apparaît que le champ maximal de pénétration au niveau de la grille, vaut 20 % du champ maximal entre fil et grille pour U_e nul ou faible ($U_e \leq$ 2 % de U_i)

Si l'on revient au cas de l'existence d'une charge d'espace ce résultat ne peut être qu'accentué.

3.5. Conséquences sur les conditions de charge

3.5.1. Modification de l'hypothèse 3 du Ch. IV

L'hypothèse 3 selon laquelle j = 0 quand $U_e \neq U_1$ est caduque. Si l'on conserve l'approximation de la représentation de la tension alternative U_e, le problème se complique par l'introduction d'un temps de transit des ions, t_{io} à $U_e = 0$.

Le temps t_i de transit des ions peut s'écrire :

$$t_i = \frac{\epsilon}{j}\left[\left(\frac{2jd}{\mu\epsilon} + E_o^2\right)^{\frac{1}{2}} - E_o\right]$$

Soit $E_o = 0{,}2\ E_i \simeq 3.10^5$ V/m.

Il vient $t_i = 0{,}09 \cdot 10^{-3}$ s avec d = 5 mm

(Si E_o était pris égal à zéro $t_i = 0{,}8.10^{-3}$ s).

On constate qu'il existe en moyenne un champ de précipitation E_{pa} non nul de la grille vers la plaque.

On peut donc reprendre l'étude proposée du Ch. IV avec la nouvelle hypothèse 3 :

$$\begin{cases} U_e = U_1 & j = j_1 & t_i = t_{i1} \\ U_e = 0 & j = j_o & t_i = t_{io} \simeq 2\ t_{i1} \end{cases}$$

Les dimensions sont représentées à l'échelle 10.-1ns bords des lames sont supposés être des demi-cercles parfaits. Par rapport aux dessins des planches DV 3.3. à 3.7., le fil émetteur est 500 mm en dessous de la frontière de la plaque.

Les valeurs portées par les équipotentielles correspondent à la valeur 100 sur le fil émetteur.

Il apparaît que le champ maximal de perturbation au niveau de la grille, vaut 20 % du champ maximal entre fil et grille pour U_0^e nul ou nable ($U_0^e \leq 2$ % de U_1^i)

Il l'on revient au cas de l'existence d'une charge d'espace résultant ne peut être qu'accentué.

3.5. Conséquences sur les conditions de charge

3.5.1. Modification de l'hypothèse 3 du Ch. IV

L'hypothèse 3 selon laquelle $j = 0$ quand $U_0^e \geq U_1^i$ est conque, si l'on conserve l'approximation de la représentation de la tension d'ensemble U_0^e, le problème se complique par l'introduction d'un temps de transit des

Le temps t_1^i de transit des ions peut s'écrire :

Soit $E_0^i = 0,2\ E_1^i \simeq 3.10^5$ V/m.

Il vient $t_1^i = 0,00 \cdot 10^{-3}$ s avec d = 3 mm.

On constate qu'il existe en moyenne un champ de perturbation E_0^i non nul de la grille vers la plaque.

On peut donc reprendre l'étude proposée au Ch. IV avec la nouvelle hypothèse 3 :

où j_o et j_1 varient avec t_i et f.

3.5.2. Interprétation

D'après les figures de la planche DV 3.8., à partir du moment où $t_{il} \simeq 0{,}3\ f^{-1}$, la densité de courant devrait atteindre une valeur minimale inférieure à la valeur correspondant à f et U_e nuls.

En fait, l'hypothèse 2, selon laquelle le temps n'interviendrait pas dans les phases transitoires est également caduque.

3.5.3. Modification de l'hypothèse 2 du ch. IV

La densité de charge spatiale sur la grille s'écrit :

$$q_o = \frac{j}{\mu E_o}$$

Donc, si $t_i \ll f^{-1}$, la densité de charge spatiale est faible quand $U_e = 0$.

Lorsque U_e prend la valeur $- U_1$, la densité de charge spatiale q et la densité de courant j sont multiplié par 10 en première approximation. Le champ électrique amont (à la grille) est très supérieur au champ aval (à la plaque) et le temps réel de transit des ions est plus court qu'en régime permanent $U_e = - U_1$.

Quand U_e retombe à zéro, j est divisé par 10, mais q conserve sa dernière valeur.

Quand U_e prend la valeur $+ U_1$, j est annulé sur la plaque, mais il demeure un champ répulsif aval dû à la charge d'espace résiduelle et le temps de transit des ions vers la grille est plus long qu'en régime permanent $U_e = U_1$.

D'où les nouvelles figures strictement qualitatives de la planche DV 3.9., d'où il ressort qu'il peut exister un minimum pour j et un maximum pour $\int_{f^{-1}} q\,dt$.

3.6. Abcisses de captations

Voir ch. VI.

où j_0 en j_1 variant avec t_1 sur $\mathcal{E}$.

D'après les figures de la planche DV 3.6.3, à partir du moment où $t_{11} \simeq 0,3\ t_{-1}$, la densité de courant devrait atteindre une valeur minimale inférieure à la valeur cor. pondant à t et U_0^e nuls.

En fait, l'hypothèse 2, selon laquelle le temps d'ions n'intervient pas dans les phases transitoires est également critique.

3.5.3. Modification de l'hypothèse 2 du ch. IV

La densité de charge spatiale sur la grille s'écrit :

$$\rho_c = \frac{i}{v}$$

Donc, si $t_1 \ll t_{-1}$, la densité de charge spatiale sera faible quand $U_0^e = 0$.

Lorsque U_0^e prend la valeur $-U_1^e$, la densité de charge spatiale et la densité de courant j sont multipliées par 10 en première approximation. Le champ électrique atomique (à la grille) est très supérieur au cas précédent (à la pointe) et le temps réel de transit des ions est plus court qu'en régime permanent $U_0^e = -U_1^e$.

Quand U_0^e retombe à zéro, j est divisé par 10, mais il conserve sa dernière valeur.

Quand U_0^e prend la valeur $+U_1^e$, j est annulé par le champ, mais il demeure un champ résiduel dû à la charge d'espace [illegible] de la grille de transit des ions vers la grille est plus long qu'en [illegible] U_1^e pour t_{-1} égal.

D'où les nouvelles figures sensiblement qualitatives de la planche DV 3.9.3, d'où il ressort qu'il peut exister un minimum pour j et un maximum pour t_{-1} égal.

3.6. Abscisses de capacitance

4 - Ioniseur triode double-flux ou LDF, précipitation des fines

4.1. Description de l'ioniseur

C'est une adaptation de l'ioniseur Herling, où un débit d'air propre Q_p, isocinétique au débit d'aérosol, est envoyé dans l'espace, de section s_p, qui entoure le fil jusqu'à la grille, afin de supprimer les effets turbulents du vent électrique.

Voir planche DV 4.1.

La distance fil grille est réglable de 10 à 13 mm, la longueur de charge vaut 120 mm. $s_p = 180$ mm^2, $s_a = 50$ mm^2.

4.2. Essais qualitatifs

On observe la fraction de fumées sortant de l'ioniseur dans différentes conditions, mais avec f = 2000 Hz.

4.2.1. $v_a = 4$ m/s ou $Q_a = 10$ l/mn et $t_c = 0{,}03$ s

- $Q_p = 0$, $U_i = 0$

La fumée sort des deux orifices.

- $Q_p = 25$ l/mn, $U_i = 0$

La fumée sort de l'orifice du canal grille-plaque (aérosol).

- $Q_p = 0$ l/mn, $U_i = 15\,000$ v, $U_e = 0$ ou 3600 v.

La fumée sort de l'orifice du canal aérosol, moins dense que précédemment, le rôle de U_e n'est pas sensible.

- $Q_p = 25$ l/mn, $U_i = 15\,000$ v, $U_e = 0$ ou 3600 v.

Même résultat que précédemment avec un jet moins turbulent.

4.2.2. $v_a = 1$ m/s ou $Q_a = 2{,}5$ l/mn et $t_c = 0{,}12$ s.

Pour $U_i = 0$ l'observation est analogue au § 4.2.1.

Pour $U_i = 15\,000$ v, plus aucune fumée n'est décelable à la sortie, quels que soient U_e, f et Q_p.

7 - Précipitateurs électrostatiques

— Précipitateur Lurgas

C'est une adaptation de l'ioniseur Herling, où un débit d'air propre Q_p, isocinétique au débit d'aérosol, est envoyé dans l'espace, de section s_p, qui entoure le fil jusqu'à la grille, afin de supprimer les effets turbulents du vent électrique.

Voir planche DV 4.1.

La distance fil grille est réglable de 10 à 15 mm, la longueur de charge vaut 120 mm, s_p = 150 mm^2, s_a = 50 mm^2.

4.1. Essai préliminaire

On observe la fraction de fumées sortant de l'ioniseur dans diffé-rentes conditions, mais avec t = 2000 °c.

4.2.1. v_a = 4 m/s ou Q_a = 10 l/mn et t_c = 0,05 s

- Q_p = 0 , U_1 = 0

La fumée sort des deux orifices.

- Q_p = 25 l/mn, U_1 = 0

La fumée sort de l'orifice du canal grille-plaque (aérosol).

- Q_p = 0 l/mn, U_1 = 15 000 v, U_2 = 0 ou 3600 v.

La fumée sort de l'orifice du canal aérosol, moins donné que précédemment, le rôle de U_2 n'est pas semblé.

- Q_p = 25 l/mn, U_1 = 15 000 v, U_2 = 0 ou 3600 v.

Même résultat que précédemment avec un jet moins turbulent.

4.2.2. v_a = 1 m/s ou Q_a = 2,5 l/mn et t_c = 0,12 s.

Pour U_1 = 0 l'observation est analogue au § 4.2.1.

Pour U_1 = 15 000 v, plus aucune fumée n'est décelable à la sortie, quels que soient U_2 et Q_p.

4.2.3. Interprétation

L'orifice de sortie de l'air propre a été laissé ouvert à l'air libre. Le vent électrique a donc pu s'établir de cet orifice vers l'aérosol sans tourbillon de retour comme c'était le cas quand l'orifice était fermé (ioniseur Herling). Effectivement, alors que les dépôts sont très importants dans la zone grille-plaque, la zone du fil est restée propre et on a pu observer que l'écoulement des fumées ne s'est fait que dans la zone grille-plaque.

Quand la vitesse d'écoulement baisse, le champ électrique E_{pa} défini au § V 3.5.1. assure la précipitation de toutes les grosses sphérules dans l'ioniseur et plus aucune fumée n'est alors visible.

4.3. Essais quantitatifs

Les abcisses théoriques, calculées approximativement, vont être comparées aux abcisses expérimentales.

Pour conserver une même vitesse v = 1 m/s dans le précipitateur on utilise les buses de section s_b = 210 mm^2 (v_a = 4 m/s) et s_b = 56 mm^2 (v_a = 1 m/s).

La dispersion théorique Δx de l'abcisse de captation est supposée égale à Δh, la dispersion sur la distance de précipitation (Δv négligée parce qu'inférieure à 4 %).

L'abcisse de captation est mesurée à partir de x = 0, alors que x_b = - 17 mm ; les valeurs expérimentales sont donc augmentées de 10 à 15 mm sur la planche DV 4.3. par rapport aux photos de la planche D V 4.2.

4.4. Conclusion

La valeur du champ électrique assurant la charge des sphérules semble être de l'ordre de grandeur du champ issu du fil émetteur d'ions.

Les résultats restent semblables à ceux obtenus avec les ioniseurs diode et l'ioniseur type Herling, on aboutit aux mêmes conclusions aux détails près que la précipitation d'aérosol dans l'ioniseur est limitée à la grille et à la plaque et que la quantité d'aérosol sortant de l'ioniseur semble plus élevée.

4.2.3. Interprétation

L'orifice de sortie d'air propre a été laissé ouvert à l'intérieur. Le vent électrique a donc pu s'établir de cet orifice vers l'aérosol (ionisateur Berling). Effectivement, alors que les dépôts sont très importants dans la zone grillagée, la zone du fil est restée propre et on a pu observer que l'écoulement des fumées ne s'est fait que dans la zone grillagée.

Quand la vitesse d'écoulement baisse, le champ électrique E_m décrit au § V 3.5.1. assure la précipitation de toutes les grosses sphérules de l'ionisateur et plus aucune fumée n'est alors visible.

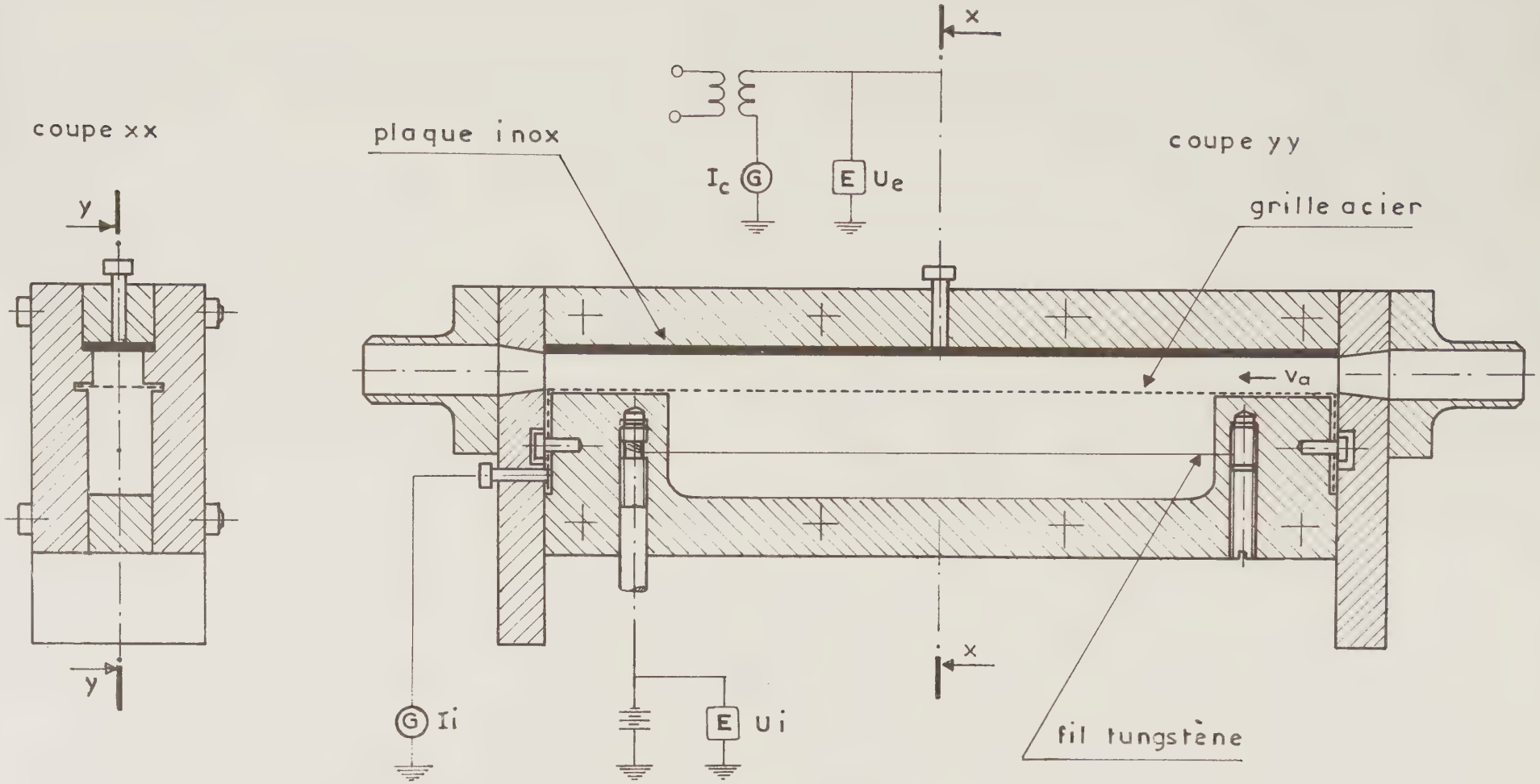
4.3. Essais quantitatifs

Des absisses théoriques, calculées approximativement, vont être comparées aux abcisses expérimentales.

Pour conserver une même vitesse v = 1 m/s dans le précipitateur utilise les buses de section s_p = 210 mm^2 (v_a = 4 m/s) et s_p = 50 mm^2 (v_a = 1 m/s).

La dispersion théorique Δx de l'abcisse de captation est supposée égale à Δh [illegible] la dispersion sur la distance de précipitation (Δv négligée par rapport à v).

L'abcisse de captation est mesurée à partir de x = 0, alors que x_p = - 12 mm [illegible] les valeurs expérimentales sont donc augmentées de 10 à 11 mm sur la planche IV 4.4. par rapport aux pièces de la planche V 4.3.

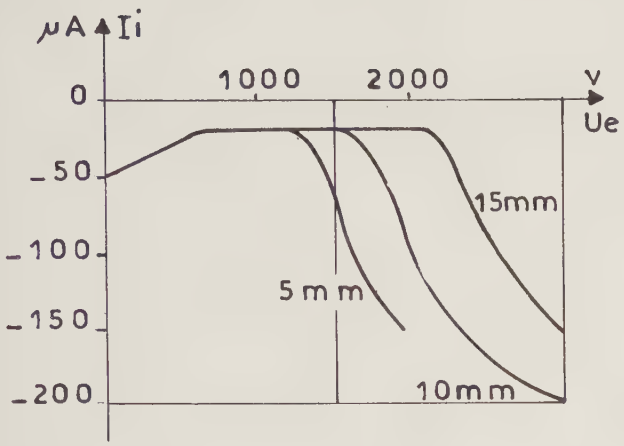


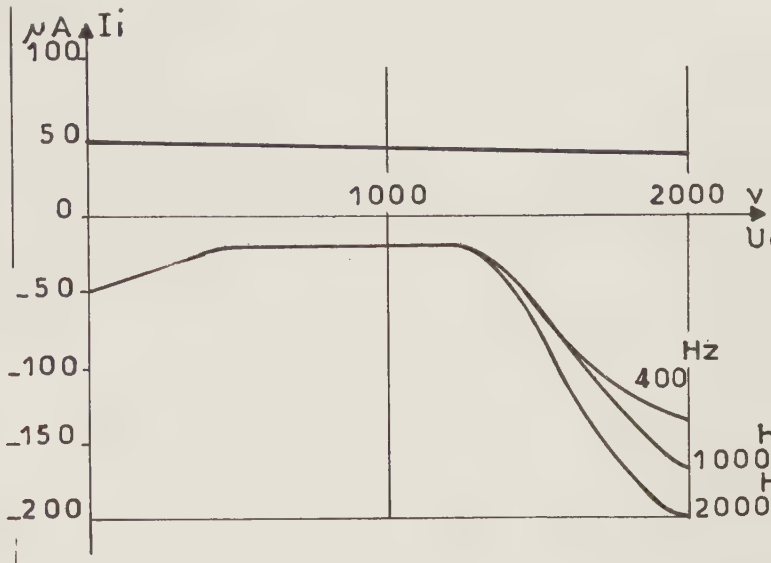
Ioniseur type HERLING Ech.1

Planche DV11

CARACTERISTIQUES DE COURANTS FIL-GRILLE I_i ET GRILLE-PLAQUE I_c EN FONCTION DE LA TENSION PLAQUE U_e POUR L'IONISEUR TYPE HERLING

Planche D V 12





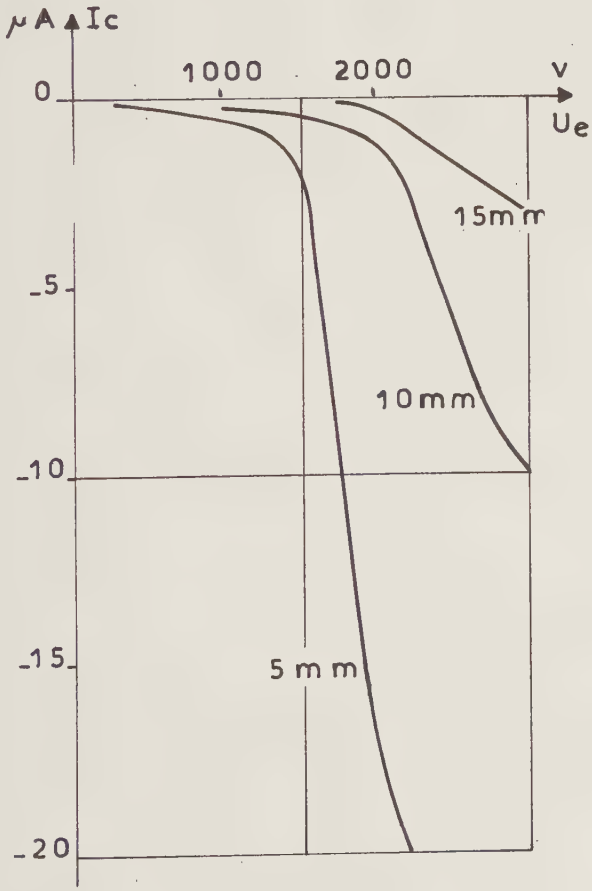


FIG. 1 : influence de la distance d grille-plaque avec U_i = - 11 KV et f = 1000 Hz

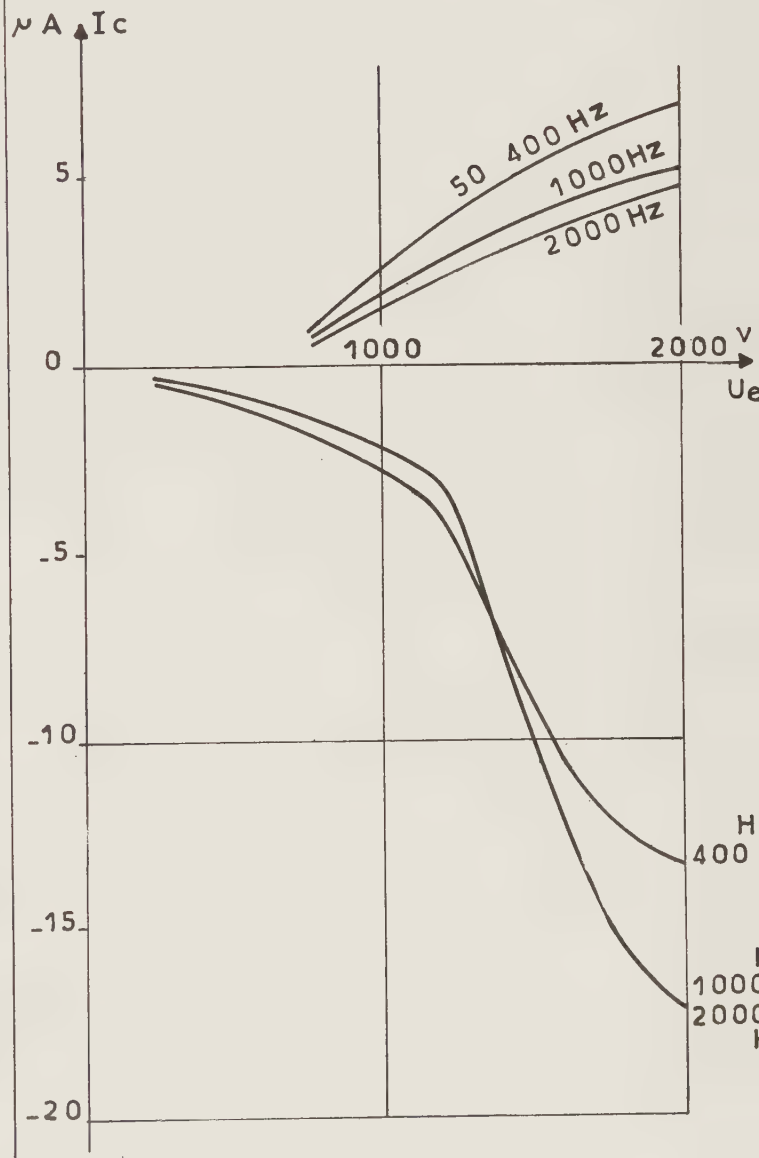


FIG. 2 : influence de la fréquence f avec U_i = + 11,5 KV ou U_i = - 11 KV et d = 5 mm

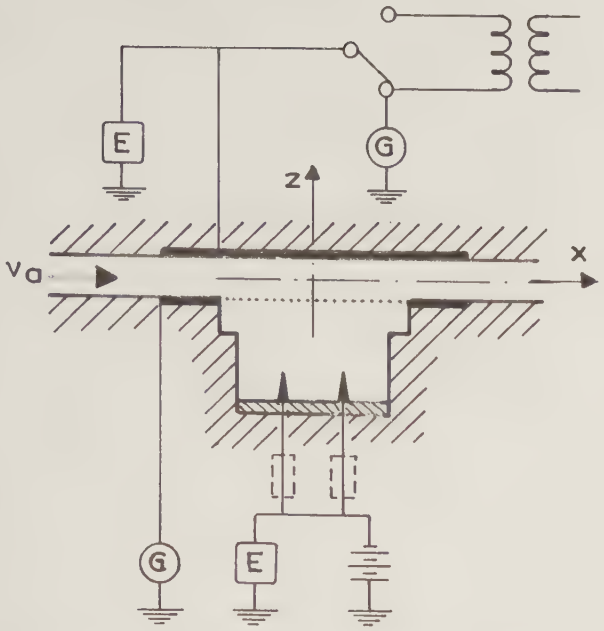


FIG. 1 : Pointes en quinconce

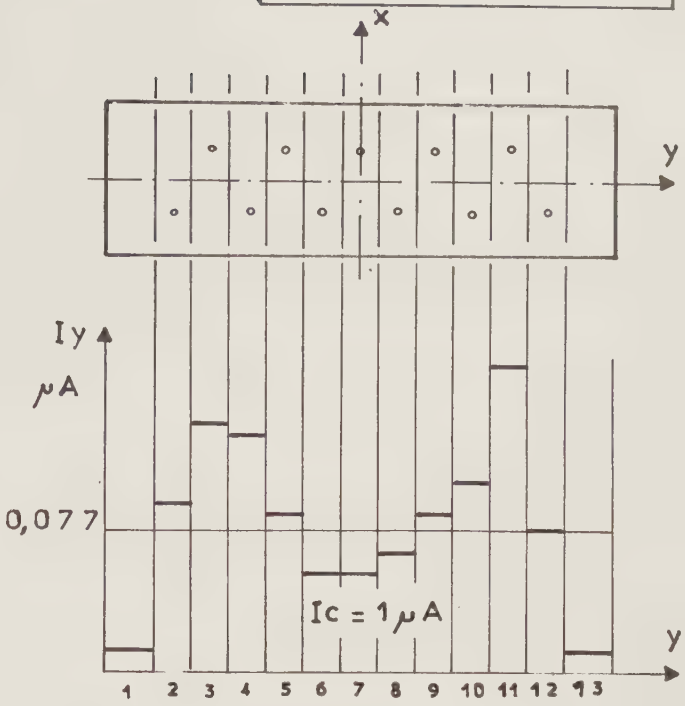


FIG. 2 : répartition du courant d'ionisation I_c selon l'a des y

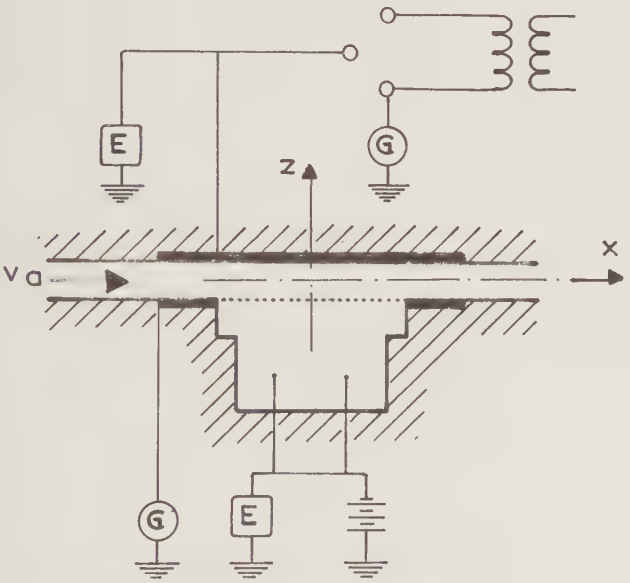


FIG. 3 : fils parallèles

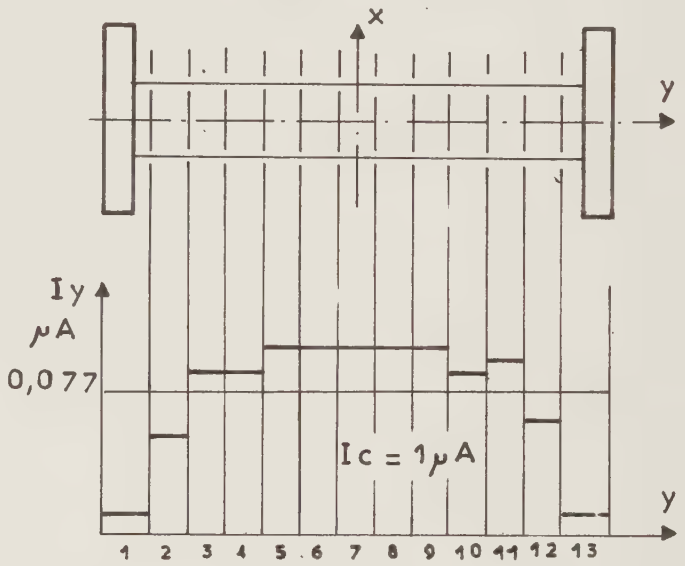


FIG. 4 : répartition du courant d'ionisation Ic selon l'axe des y

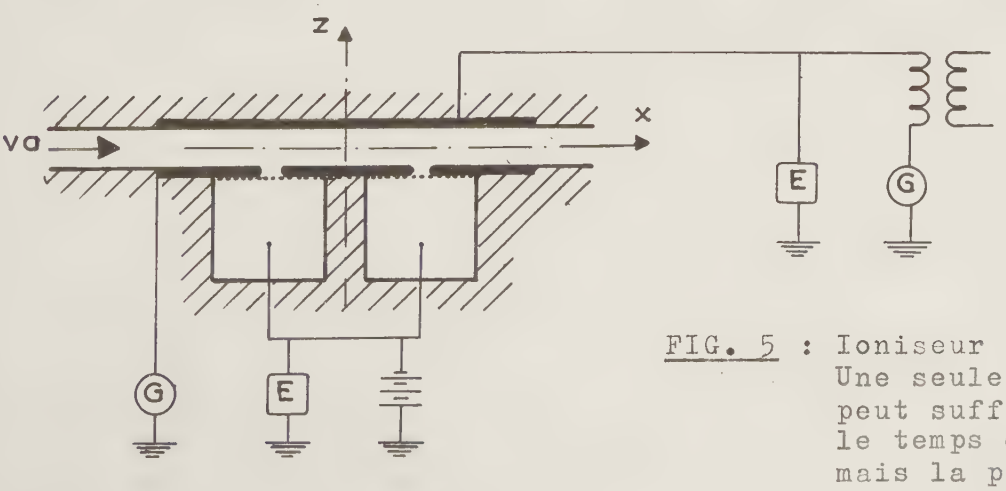
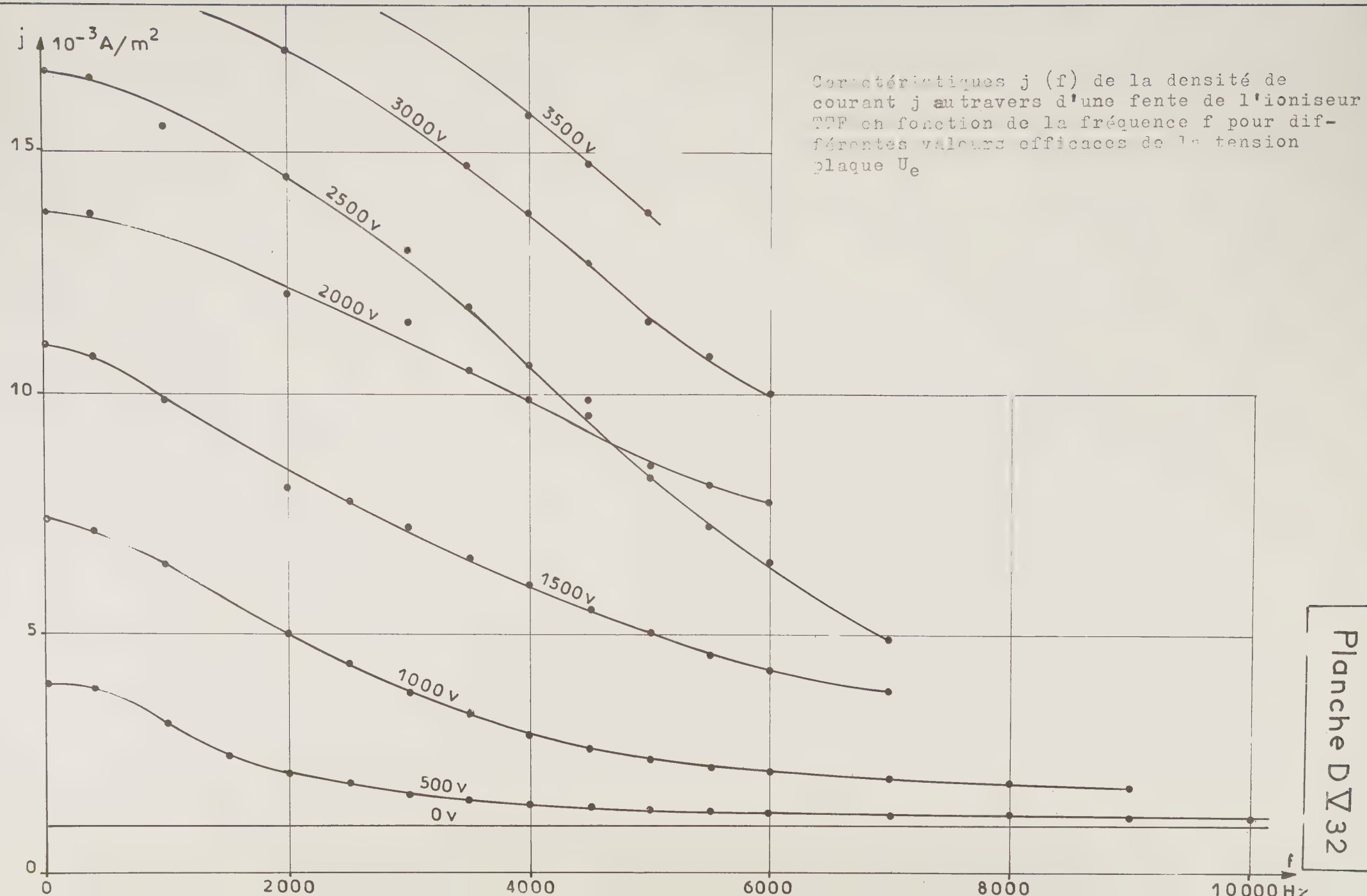


FIG. 5 : Ioniseur TTF
Une seule "fente à ions" peut suffire, avec plusieurs le temps de charge augmente, mais la perte d'aérosols croît également.

Planche D V 31

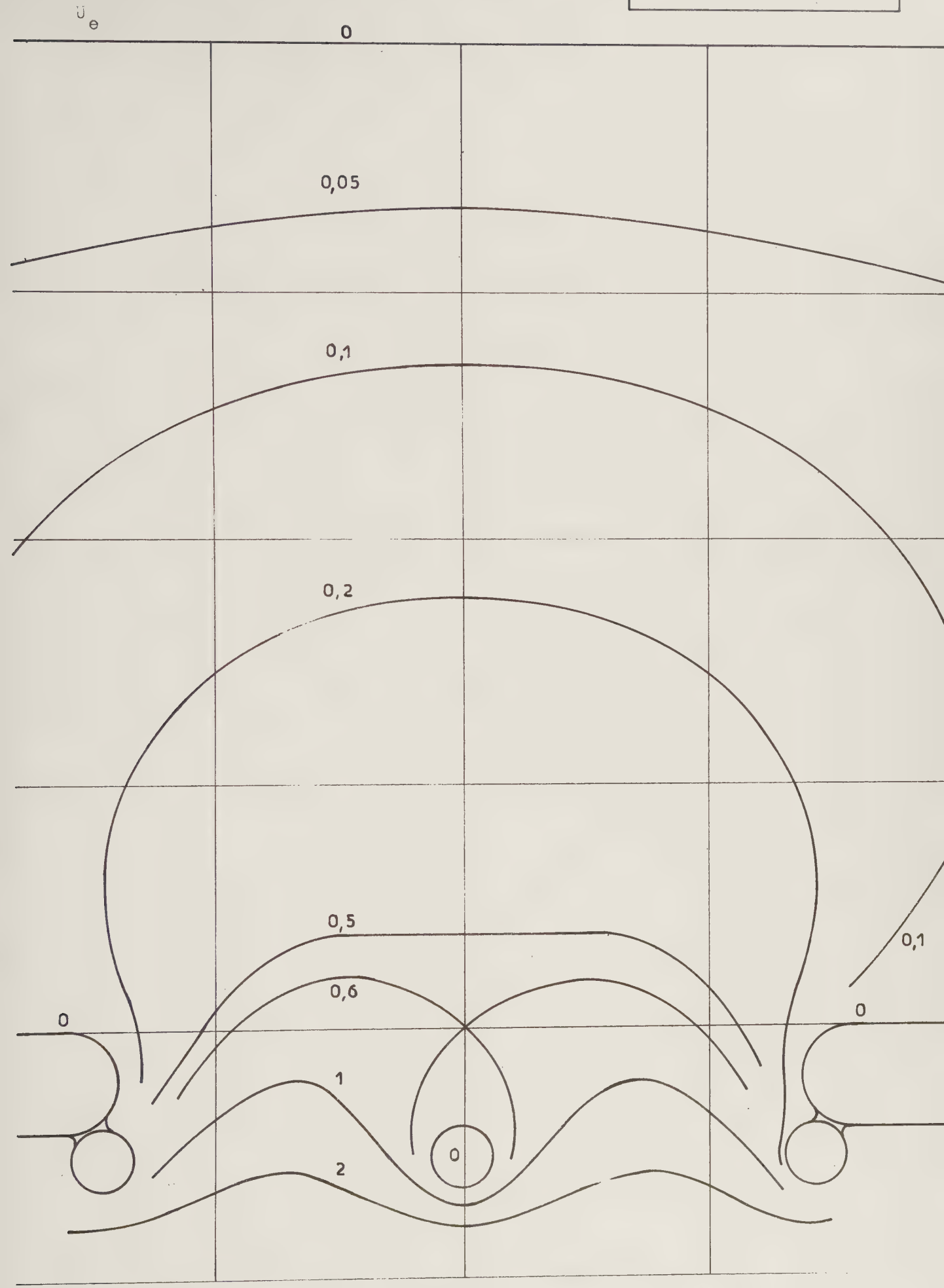
Caractéristiques j (U_e) de la densité de courant j au travers d'une fente de l'ioniseur TTF en fonction de la valeur efficace de la tension plaque U_e pour différentes valeurs de la fréquence f.



Caractéristiques j (f) de la densité de courant j au travers d'une fente de l'ioniseur TTF en fonction de la fréquence f pour différentes valeurs efficaces de la tension plaque U_e

Planche D V 32

Planche DV 33

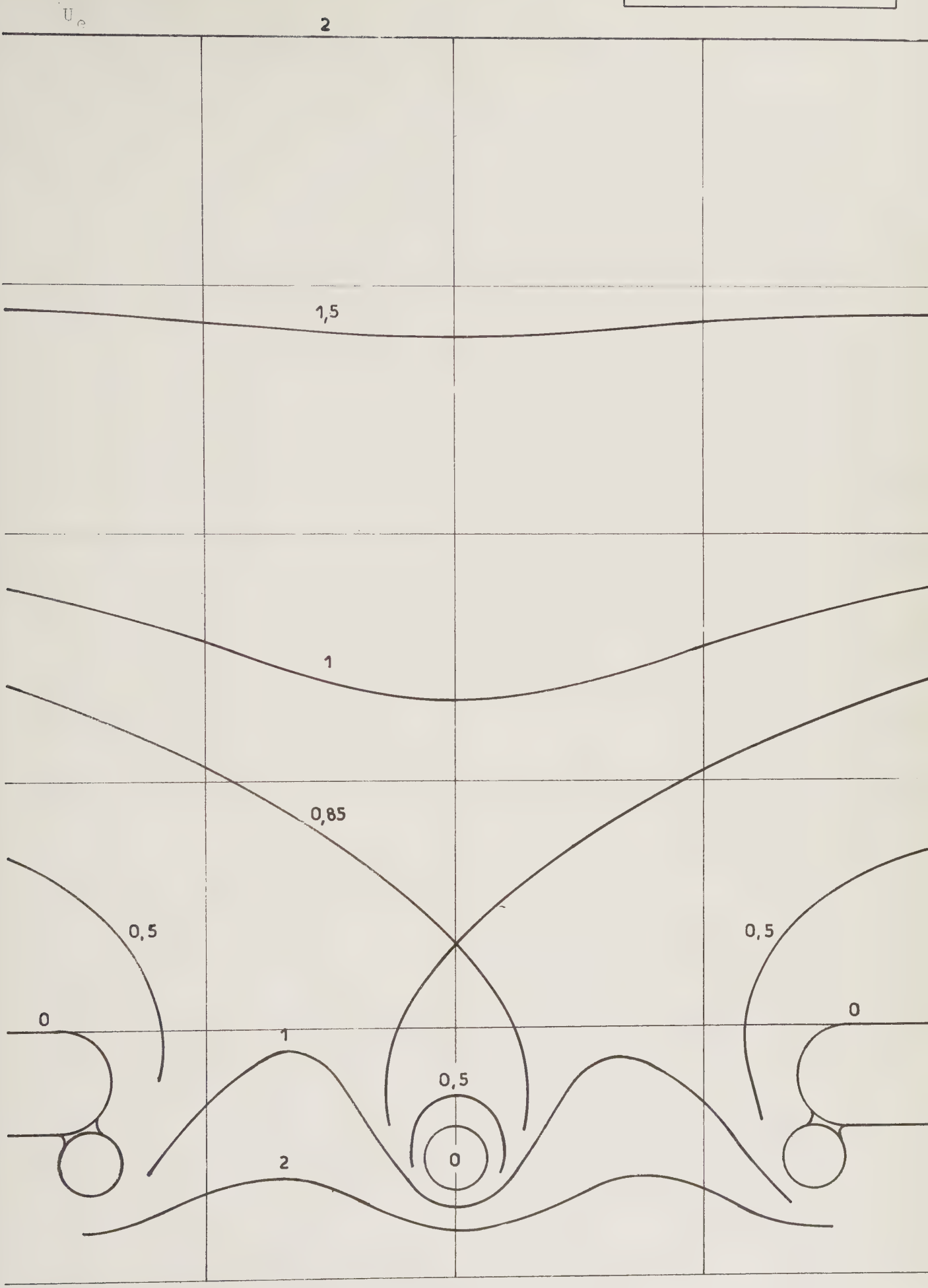


'OGRAPHIQUE DE L'ESSAI [illegible]

ECHELLE 40

U_i = 100

Planche DV34

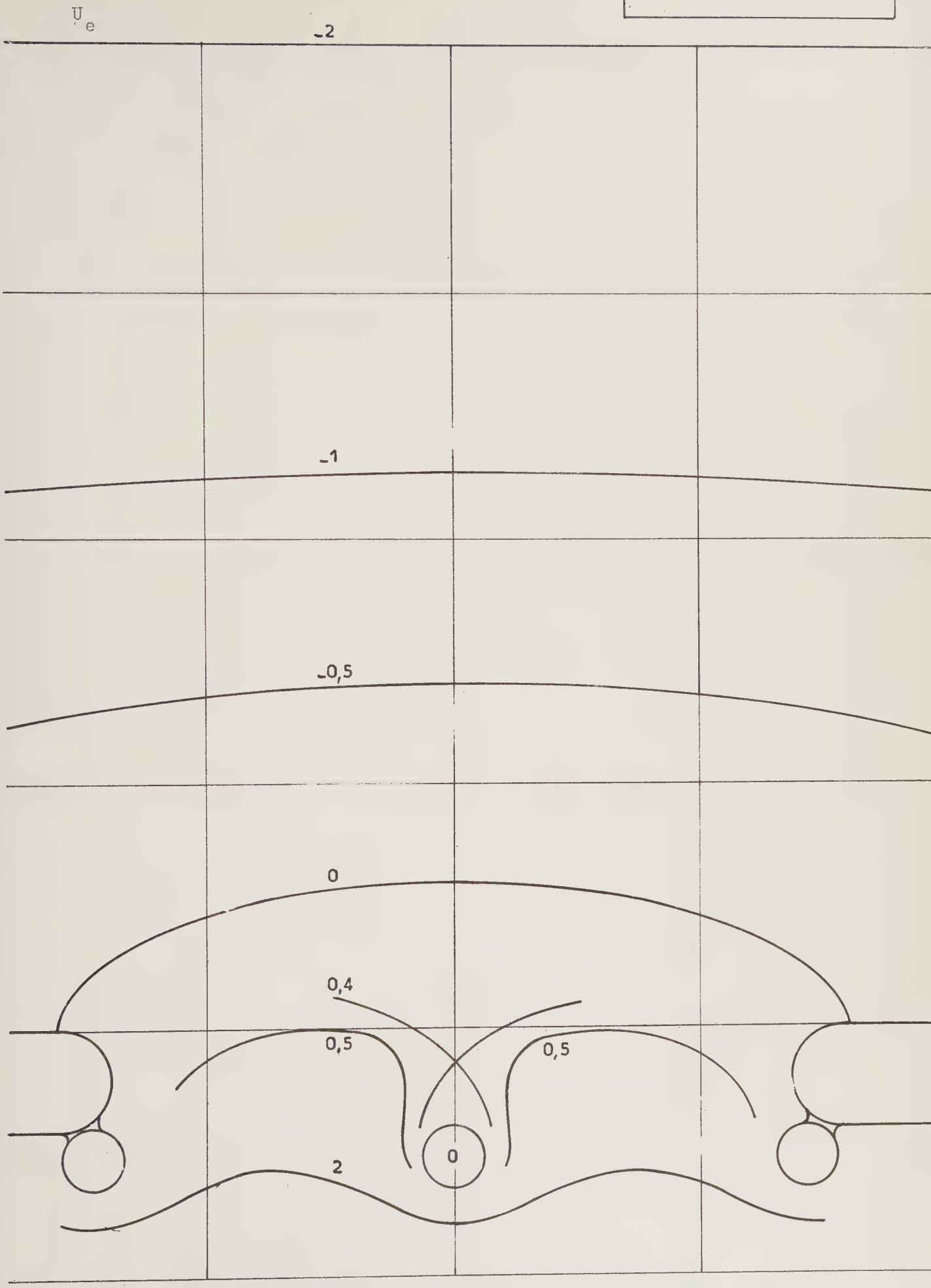


ETUDE RHEOGRAPHIQUE DE L'ESPACE FIL GRILLE

ECHELLE 40

$U_i = 100$

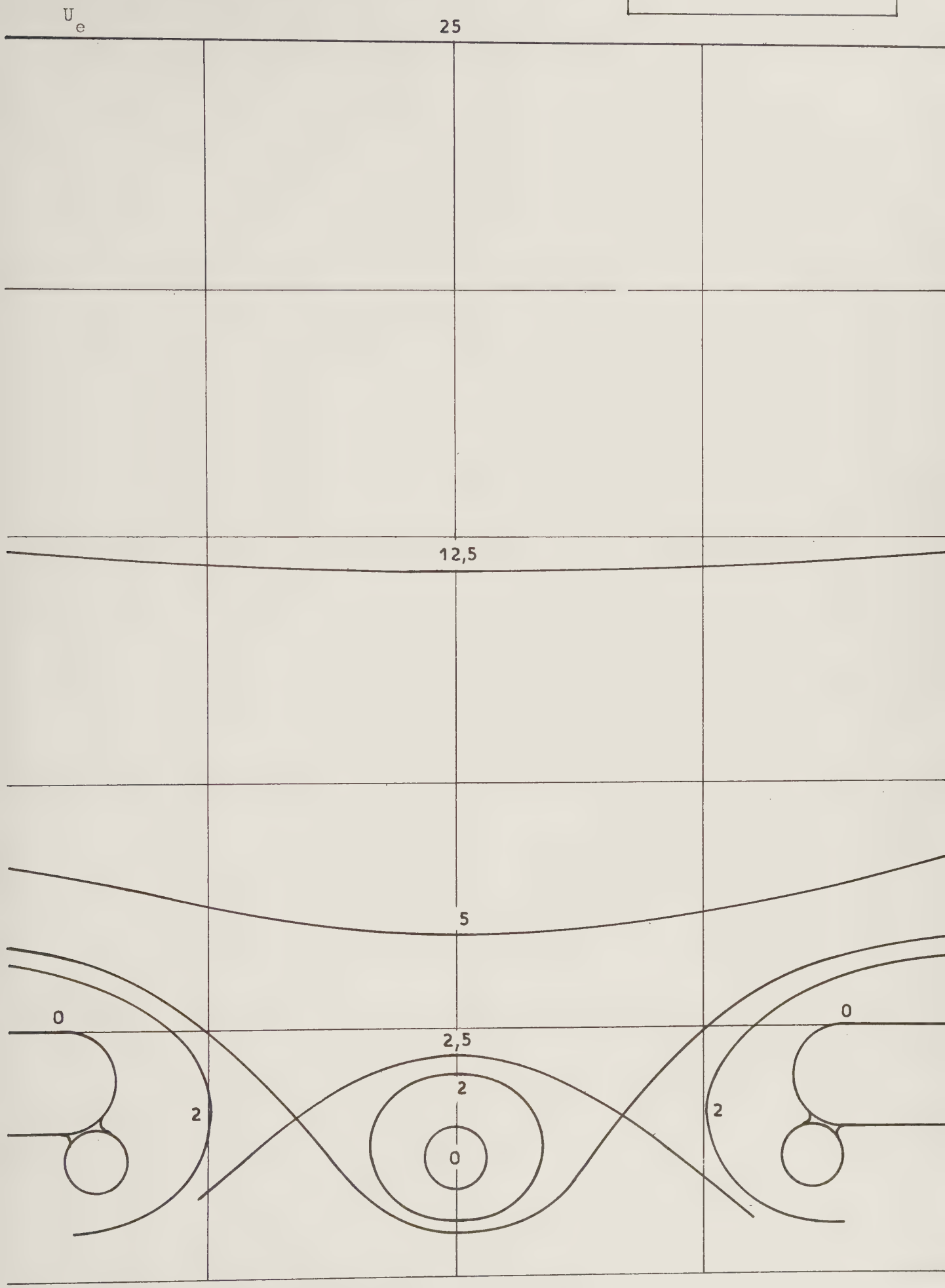
Planche DV35



ETUDE RHEOGRAPHIQUE DE L'ESPACE FIL GRILLE
ECHELLE 40

$U_i = 100$

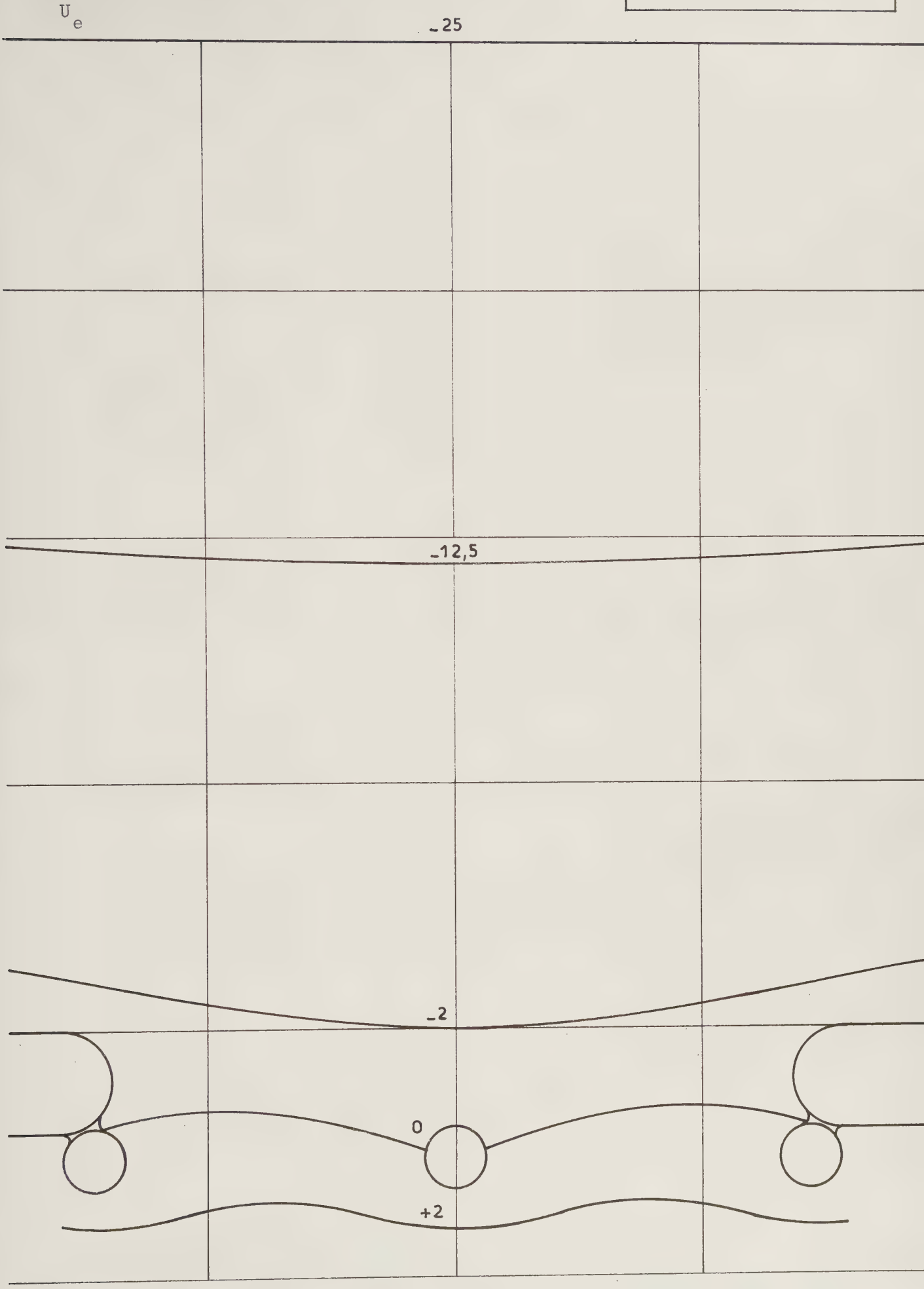
Planche DV 36



ETUDE RHEOGRAPHIQUE DE L'ESPACE FIL GRILLE
ECHELLE 40

$U_i = 100$

Planche D V 37



ETUDE RHEOGRAPHIQUE DE L'ESPACE FIL GRILLE

ECHELLE 40

U_i = 100

ROLE DE LA FREQUENCE DANS LES CONDITIONS DE CHARGE ENTRE GRILLE ET PLAQUE.II.
(d'après D V 35 2)

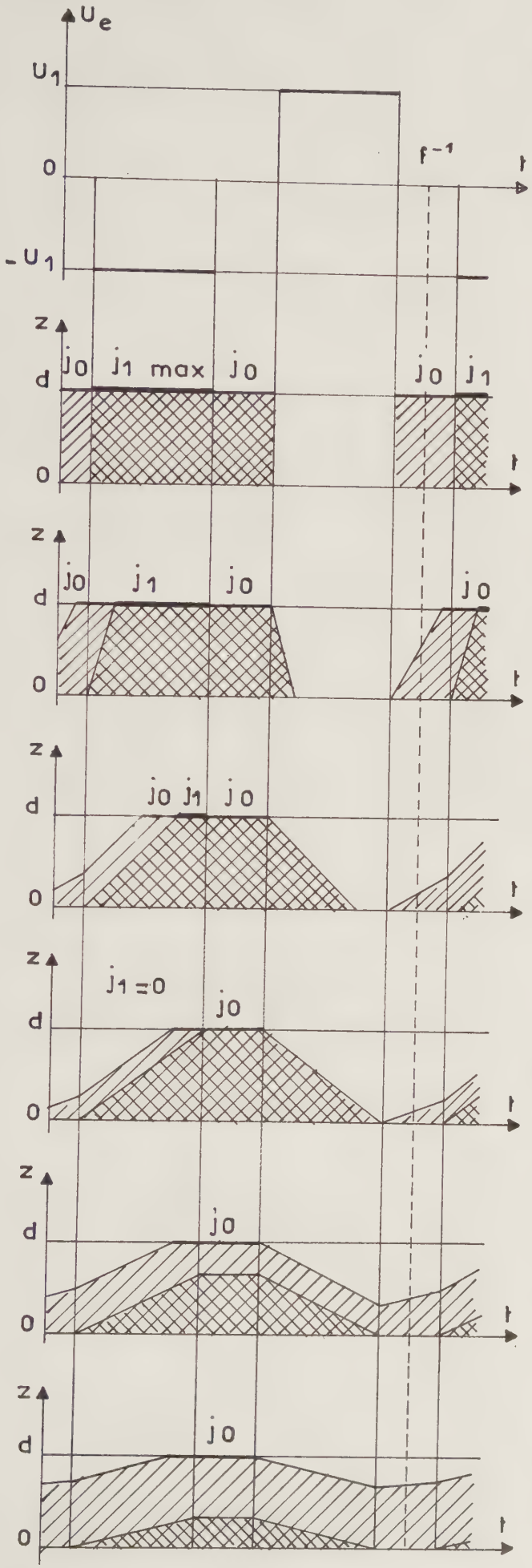


FIG. 1 voir fig. 1 planche D IV

Les figures 2 à 7 représentent toujours q (z,t) et j(t) comme dans la planche D IV. Mais quand $U_e = 0$, $j = j_o$ et q est représentée par des hachures simples ; quand $U_e = -U_1$, $j = j_1$ (trait plus épais que j_o) et q est représentée par des hachures croisées

FIG. 2 $t_i \ll f^{-1}$

FIG. 3 $\frac{f^{-1}}{100} \lesssim t_{i1} \lesssim \frac{f^{-1}}{12}$

dans les fig. 2 et 3, j_o est dû aux ions transitant dans le temps t_{io}

FIG. 4 $\frac{f^{-1}}{12} < t_{i1} < \frac{f^{-1}}{3}$

La plus grande part de j_o est due aux ions transitant dans le temps t_{i1}

FIG. 5 $t_{i1} = \frac{f^{-1}}{3}$

$t_{io} = \frac{2\, f^{-1}}{3}$

$j = j_o$ a atteint une valeur minimale.

FIG. 6 $t_{i1} = \frac{f^{-1}}{2}$

$t_{io} = f^{-1}$

FIG. 7 $t_{i1} \gtrsim f^{-1}$

Quand $f \to \infty$ j tend vers la solution $U_e \equiv 0$:

$j = j_o$ pour tout t.

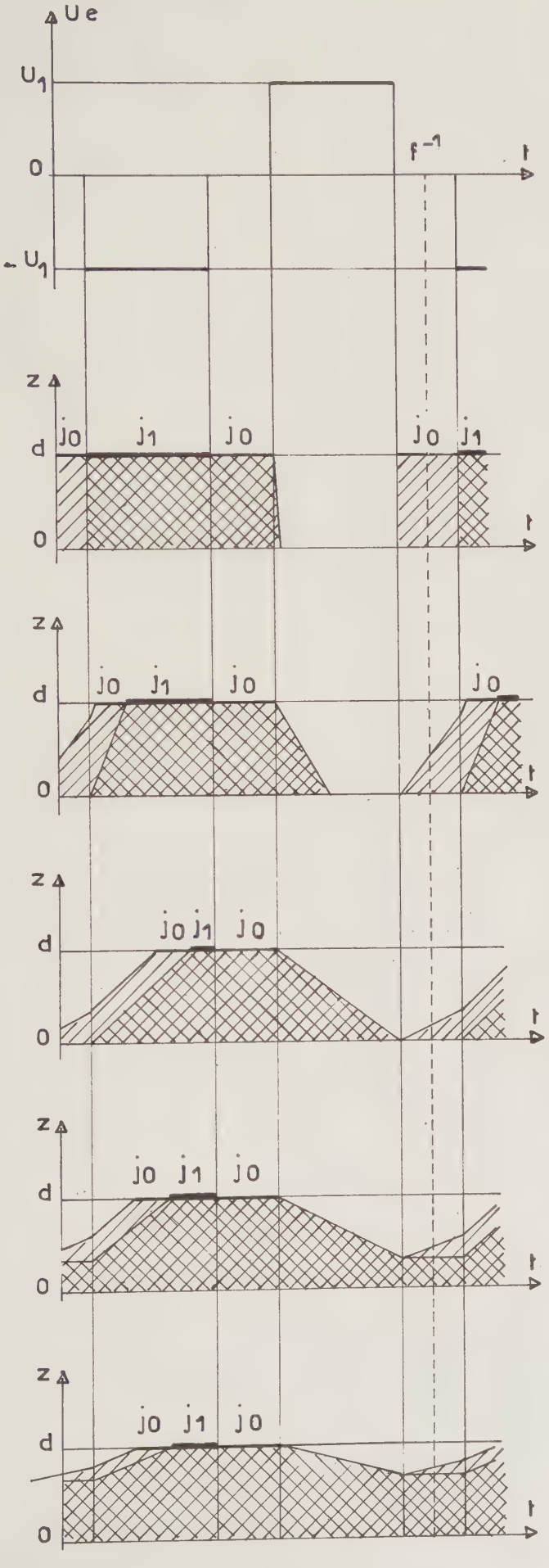


FIG. 1 voir fig.1 planche D IV

Les figures 2 à 3 sont analogues à celles de la planche D V 38, avec des fronts de montée plus rapides (t_i) et des fronts de descente plus lents (t_i') : $t_i > t_i'$

FIG. 2 $t_j \ll f^{-1}$

FIG. 3 soit t_{i1}' le temps de transit de la plaque à la grille sous U_1

$$\frac{f^{-1}}{100} < t_{i1}' < \frac{f^{-1}}{3}$$

FIG. 4 $t_{i1}' = \frac{f^{-1}}{3}$

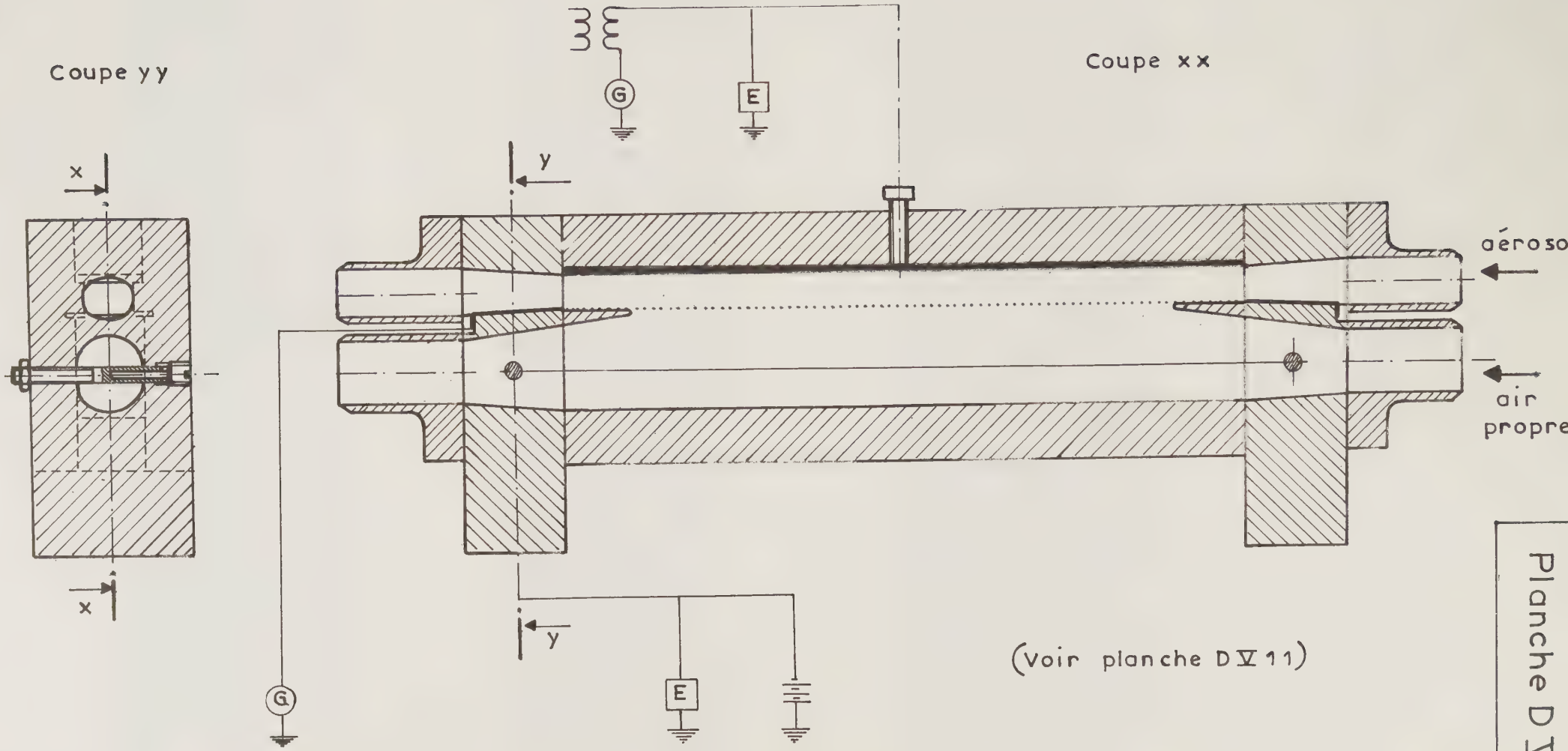
j peut être minimal suivant les valeurs respectives des t_i et des t_i'

FIG. 5 $t_{i1}' = \frac{f^{-1}}{2}$

$\int_{f^{-1}} qdt$ croît avec f

FIG. 6 $t_{i1}' = f^{-1}$

la valeur de j dépend du rapport des temps de transit de montée et de descente ; pour $f \infty$, j peut être supérieur à j_0

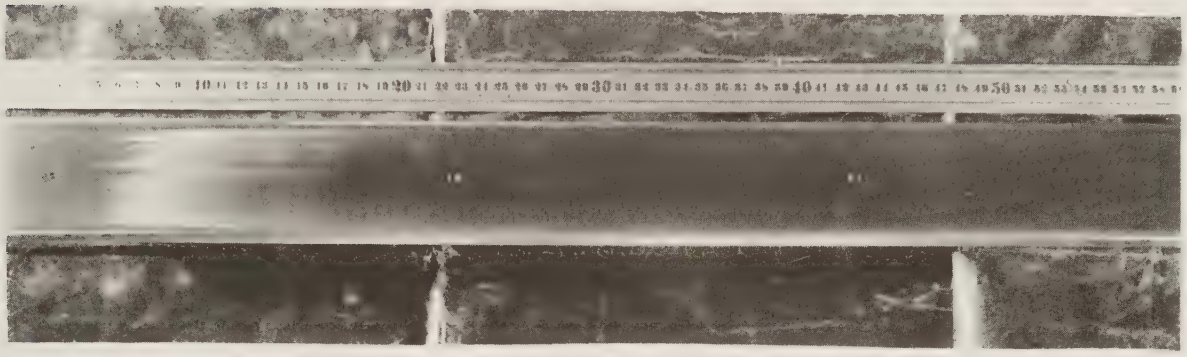


Ioniseur "triode" double flux LDF Ech.1

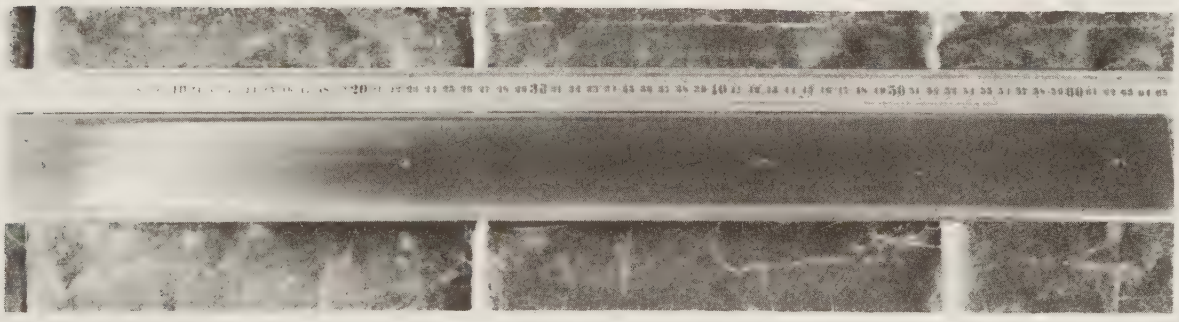
Planche DV 41

PLANCHE D V · 42

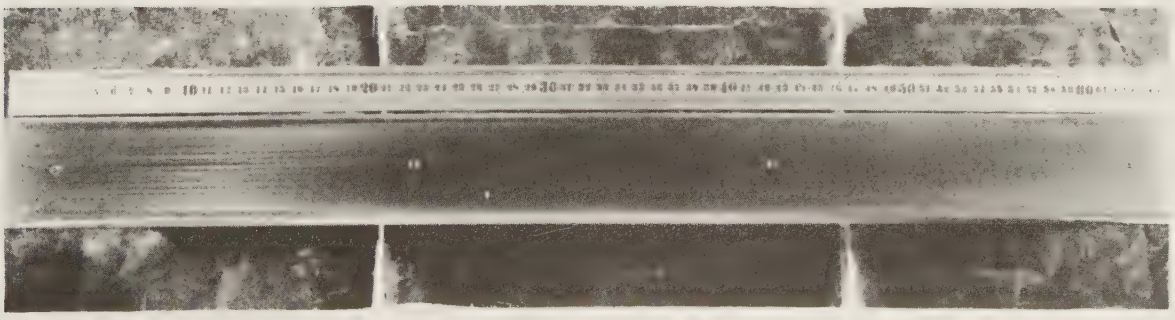
PRECIPITATION DES SPHERULES SUBMICRONIQUES APRES CHARGE DANS L'IONISEUR LDF Ep = 4.10⁵ v/m v = 1 m/s



a = 0,4 µ



a = 0,18 µ

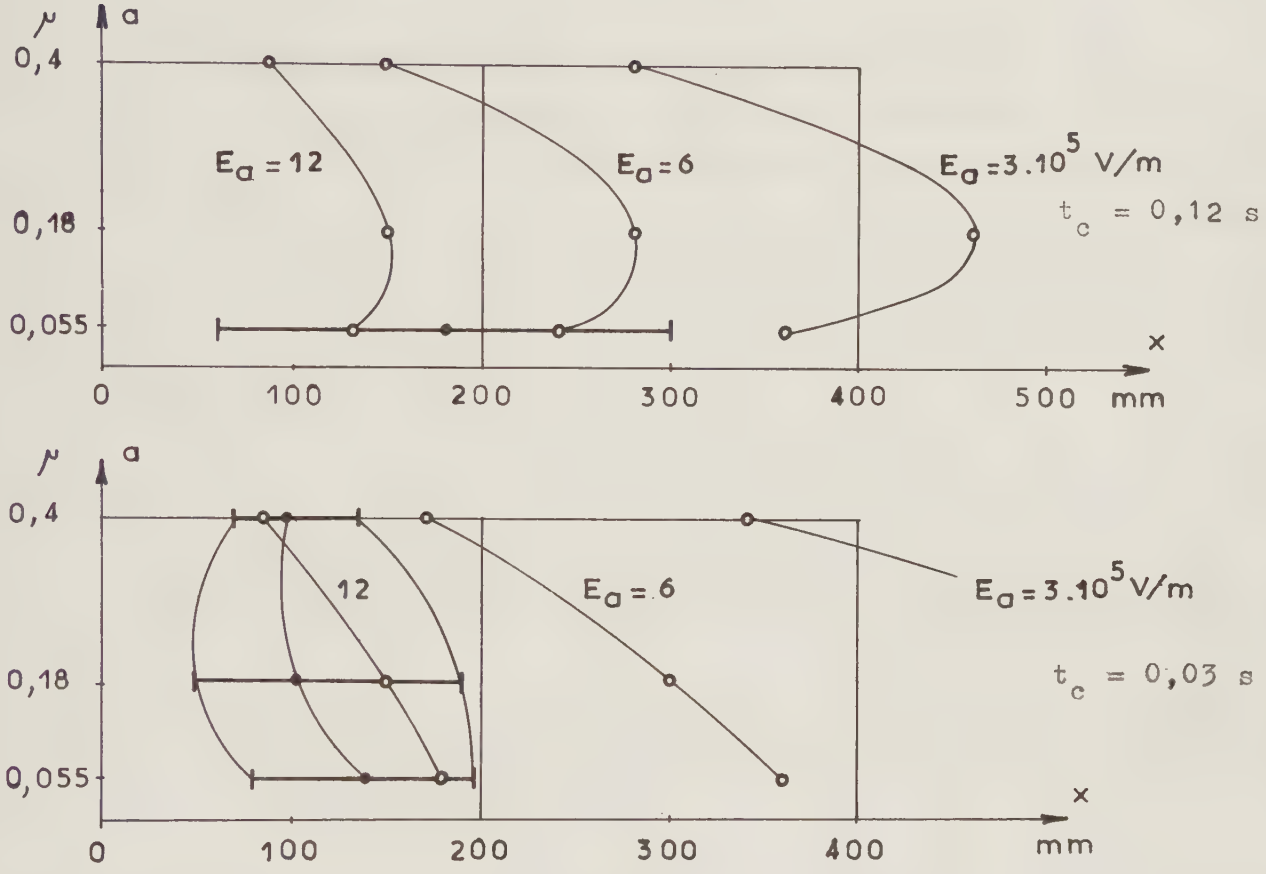


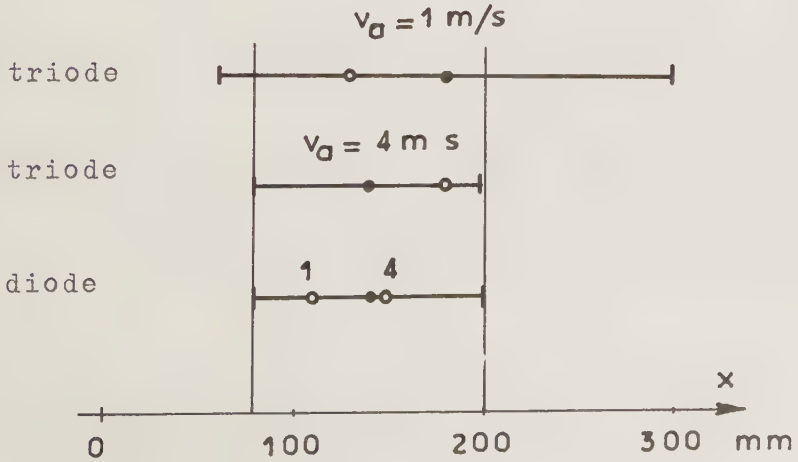
a = 0,05 µ

Abcisses de captation, théoriques et expérimentales, des sphérules submicroniques chargées dans l'ioniseur LDF

- o valeur théorique moyenne
- ● valeur expérimentale correspondant à la précipitation maximale
- ⊢ valeur expérimentale extrême

$E_p \simeq 4.10^5$ v/m $\overline{\frac{U_e}{d}} = \begin{cases} 6.10^5 \text{ v/m} \\ 0 \end{cases}$ f = 2000 Hz $E_a = \begin{cases} 6.10^5 \text{ v/m} \\ 3.10^5 \end{cases}$ (théorique)





Comparaison des résultats pour a = 0,05 μ, l'ioniseur LDF étant monté en triode ou en diode, grille enlevée.

L'influence de la tension alternative est nulle. La valeur réelle du champ électrique de charge $E_a \simeq 12.10^5$ v/m est encore plus élevée que ne le laisse prévoir l'étude rhéographique sans doute à cause de la charge spatiale.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX DE L'ABCISSE DE CAPTATION APRES CHARGE DANS L'IONISEUR TTF.

1 - Vérificationspréliminaires

Tous les contrôles sont effectués avec l'aérosol de 0,41μ de rayon.

1.1. L'abcisse de captation est proportionnelle à la vitesse

La proportionalité est parfaitement vérifiée de v = 0,25 m/s à v = 2 m/s. A v = 4 m/s, le régime d'écoulement devient turbulent et perturbe le contrôle.

Les ondulations du profil des vitesses (planche DII 6.2.), dues au nid d'abeilles placé dans l'aval du convergent, s'atténuent quand la cote x croît. La dispersion Δv de la vitesse moyenne $\bar{v}$ est prise égale au taux d'ondulation à x = 10 mm, soit $\Delta v = 4$ %.

La dispersion Δx de l'abcisse de captation ne semble pas dépendre de la vitesse v choisie ; en effet, quand v varie à xp constant, c'est-à-dire que $\frac{v}{Ep}$ demeure constant, les traces de précipitation obtenues sont très semblables. Cela peut aussi signifier que l'influence de Δv sur Δx est très faible.

1.2. L'abcisse de captation est inversement proportionnelle au champ électrique de précipitation

La vérification est concluante de 10^5 à 8.10^5 V/m : au delà de 8.10^5 V/m, les risques de perturbations par ionisation ou claquage augmentent en deçà de 10^5 V/m, l'aérosol n'a plus le temps d'être capté dans le précipitateur.

1.3. Influence de la tension plaque du TTF

La valeur efficace U_e de la tension plaque n'influe pas sur le "front" de trace de précipitation, c'est-à-dire qu'il existe toujours des particules aussi chargées, même à $U_e = 0_v$; mais la longueur de la trace de précipitation est inversement proportionnelle à U_e.

I.4. Influence de la fréquence de la tension alternative

I.5. Effet de précipitation

- La précipitation est faite sur la plaque supérieure (en opposition avec la poussière)
- La base est retournée de 180° dans son logement.

2 - Essais de précipitation

2.1 - Paramètres

U_e = 10 000 v $\quad (E_1)_m = 10^6$ V/m

$I_1^1 = 90 \cdot 10^{-6}$ A

U_e = 3000 v $\quad$ à f = 2000 Hz $\quad E_a \geq 6 \cdot 10^5$ V/m

$I_e = 2\ \lambda\ 4 \cdot 10^{-6}$ A moyenne du courant de charge sur E_1, d'où $\lambda = 3{,}5$ à

E_2 = 2 ou $4 \cdot 10^5$ V/m

v = 2 m/s

h = 0,013 m

$S_p = 1{,}4 \times 40 = 56\ mm^2$ $\quad Ab = 5{,}5$ %

$S_p = 3{,}5 \times 60 = 210\ mm^2$ $\quad Ab = 13{,}5$ %

$\sigma_c = 10^{-2}$ pour 1 face

$\sigma_c = 6{,}3 \cdot 10^{-2}$ pour 1 face

2.2. Abcisses de captation

Les abcisses sont mesurées à partir de x = 0 sur les photos de la planche D VI 1, on leur ajoute 10 à 15 mm sur la planche D VI 2.

2.3. Séparation de deux dimensions

Un mélange de deux aérosols monodispersés de 0,41 et 1 micron de rayon donne deux taches de précipitation distinctes, chacune des taches étant à la même abcisse que lors de la précipitation d'un seul des aérosols. Voir planche D VI 3 et D VI 4.

3 - Comparaison avec le calcul

Les abcisses de captation trouvées sont très proches de celles fournies par le calcul où $E_a = 10^6$ V/m. Cela ne fait que confirmer l'importance de la pénétration du champ électrique, E_i, régnant entre fil et grille, au-delà de la grille.

Il est remarquable que la dispersion Δx de l'abcisse de captation x_p varie presque linéairement avec la dispersion Δh de la distance de précipitation h pour les sphérules de 1μ dont la charge peut être considérée comme due exclusivement au champ E_a.

Par contre, pour les sphérules de 0,41μ, cette caractéristique de la dispersion Δx n'est vérifiée que pour la précipitation amont, l'allongement est beaucoup plus fort vers l'aval, le temps d'acquisition de charges des sphérules ayant été divisé par 4.

Compte tenu de Δh et Δv, il semble que la dispersion Δx varie de 12 à 18 % pour $t_c = 10^{-2}$s et de 12 à 27 % pour $t_c = 0{,}25.10^{-2}$s et des aérosols respectifs de 1 et 0,41μ de rayon.

4 - Essais de précipitation avec des aérosols contenus dans l'atmosphère

Pour recueillir une quantité d'aérosol suffisamment importante, il faut au moins utiliser la buse de 210 mm^2.

Avec $E_p = 4.10^5$ V/m et v = 2 m/s, le précipité recueilli sur les 150 premiers millimètres présente un aspect granulé ou satiné, les particules atmosphériques sont décelables à l'oeil nu sous un éclairage adéquat. Au-delà jusqu'à l'abcisse 400 mm, la trace présente un aspect lisse et blanc assez intense pour s'amenuiser progressivement jusqu'à l'extrémité de l'électrode collectrice voir photo planche D VI 5.

Les dimensions obtenues sont vérifiées au microscope électronique. Voir planches D VI 5 et D VI 6.

Les abcisses sont mesurées à partir de x = 0 sur les photos de la planche D VI 1, on leur ajoute 10 à 15 mm sur la planche D VI 2.

2.3. Séparation de deux dimensions

Un mélange de deux aérosols monodispersés de 0,41 et 1 micron de rayon donne deux taches de précipitation distinctes, chacune des taches étant à la même abcisse que lors de la précipitation d'un seul des aérosols. Voir planche D VI 3 et D VI 4.

3 - Comparaison avec le calcul

Les abcisses de captation trouvées sont très proches de celles fournies par le calcul où $E_a = 10^5$ V/m. Cela ne fait que confirmer l'importance de la pénétration du champ [illegible], E_1, régnant entre fil et grille, au-[illegible]

Il est remarquable que la dispersion Δx de l'abscisse de captation x_p varie presque linéairement avec la dispersion Δh de la distance de précipitation h pour les sphérules de 1μ dont la charge peut être considérée comme due exclusivement au champ E_c.

Par contre, pour les sphérules de 0,41μ, cette caractéristique de la dispersion Δx n'est vérifiée que pour la précipitation [illegible], l'allongement est beaucoup plus fort vers l'aval, le temps d'acquisition de charge des sphérules ayant été divisé par 4.

Compte tenu de Δh et Δv, il semble que la dispersion Δx varie de 12 à 18 % pour $t_c = 10^{-2}$ s et de 12 à 27 % pour $t_c = 0,25.10^{-2}$ s et des aérosols respectifs de 1 et 0,41μ de rayon.

4 - [illegible]

Pour recueillir une quantité d'aérosol suffisamment importante, il faut au moins utiliser la buse de 210 mm³.

Avec $E_p = 4.10^5$ V/m et v = 2 m/s, le précipité recueilli sur les 150 premiers millimètres présente un aspect granulé ou satiné, les particules sphériques sont décelables à l'œil nu sous un éclairage adéquat. Au-delà, jusqu'à l'abcisse 400 mm, la trace présente un aspect lisse et [illegible] intense pour s'amenuiser progressivement jusqu'à l'extrémité de l'électrode collectrice voir photo planche D VI 5.

Les dimensions obtenues sont vérifiées au microscope électronique. Voir planches D VI 5 et D VI [illegible].

VII - CONCLUSION

1 - Charge théorique et charge expérimentale des aérosols submicroniques

La théorie des appareils proposés par la plupart des chercheurs est insuffisante pour formuler des conclusions sur la charge réelle des particules en raison des mécanismes perturbateurs dont cette théorie ne tient pas compte.

Les résultats médiocres de séparations de particules submicroniques observés par Herling [8] et Flesch [9] , entre autres, proviennent en partie du système de charge employé où les conditions aérodynamiques sont très défavorables et les conditions électriques dissymétriques.

Par exemple, dans les ioniseurs "triodes", la moyenne algébrique du champ électrique entre grille et plaque (la zone de charge de l'aérosol) présente une valeur élevée, alors que les chercheurs l'ont toujours supposée nulle. Ce champ électrique précipite les particules chargées vers la plaque de l'ioniseur, une partie de l'aérosol est donc perdue avant le précipitateur. Pour limiter cette perte, le temps de charge des particules doit être réduit, ce qui est obtenu en diminuant la longueur de la zone de charge ou en augmentant la vitesse de passage de l'aérosol. Mais les conditions aérodynamiques sont déplorables, des zones à forte turbulence apparaissent de façon aléatoire et les sphérules, plus ou moins prisonnières des tourbillons, sont soumises à des temps de charge qui peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur.

Plus une particule est fine, plus elle est sensible au moindre tourbillon et plus son temps de charge est aléatoire ; c'est l'une des explications de la très forte dispersion de l'abcisse de captation observée par tous les expérimentateurs, pour les sphérules de rayon égal ou inférieur à 0,2 micron.

Il est possible qu'un ioniseur symétrique au point de vue électrique et adapté au point de vue aérodynamique puisse réduire la dispersion du nombre de charges électriques captées par les particules de faible dimension. Ce serait, par exemple, un ioniseur tétrode symétrique triple-flux, c'est-à-dire avec deux émetteurs Couronne et deux grilles symétriques, ces dernières étant soumises à une faible tension électrique alternative biphasée ; l'écoulement de l'aérosol serait fait entre ces grilles, un écoulement d'air propre serait assuré autour de chaque émetteur Couronns.

2 - Appareillage final

La séparation dimensionnelle des sphérules de diamètres supérieurs ou égaux à 0,8 micron est obtenue avec une excellente représentation de l'aérosol à prélever, l'efficacité de prélèvement ne descendant au dessous de 20 % que pour des diamètres supérieurs à 20 µ. L'efficacité de sélection est également élevée : des sphérules de diamètres doubles l'un de l'autre sont précipitées en deux zones de captation parfaitement distinctes.

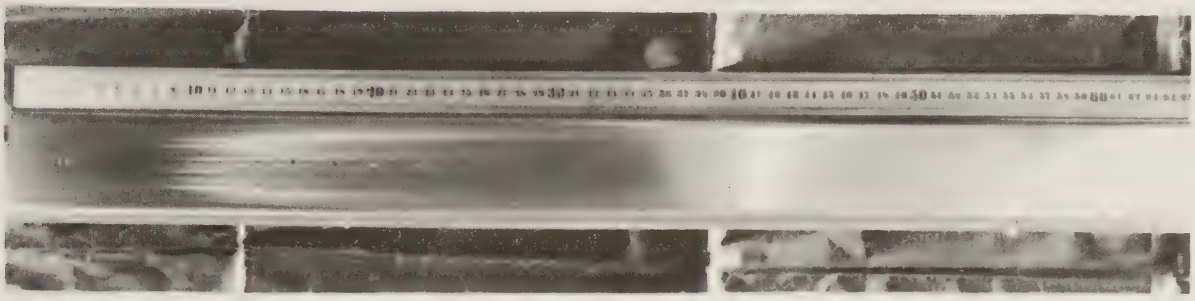
Ce résultat est acquis en traitant un volume d'air pollué de 40 m^3 en 24 H et le prélèvement est effectué sur une plaque métallique plane, inoxydable et polie, selon les impératifs donnés en vue d'analyse ultérieure. Ce volume pourrait être quadruplé, en conservant les caractéristiques énoncées.

Les sphérules de diamètres inférieurs à 1 micron présentent une répartition des abcisses de captation qui varient de façon inversement proportionnelle à leurs dimensions. Certaines sont précipitées avec les aérosols de plus grande dimension sans entraîner de risques de perturbation sur les analyses ultérieures, la masse qu'elles représentent étant très inférieure (moins de 5 %) à celles des plus grosses sphérules.

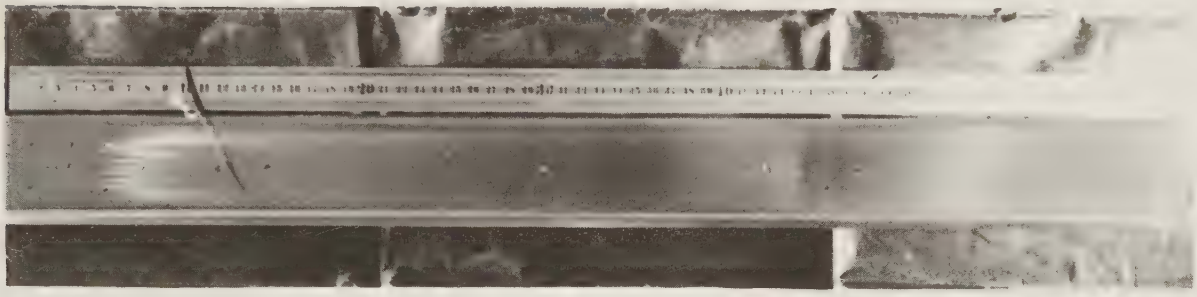
De 0,1 à 1 µ , l'abcisse moyenne de captation varie peu. Les aérosols de ces dimensions, non encore captés, pourraient être précipités à l'aval de la chambre de précipitation, dans une troisième chambre analogue à un ioniseur "diode", si le flux secondaire atmosphérique était remplacé par un flux d'air propre. D'après les résultats obtenus, l'efficacité de captation serait très proche de 100 % pour des diamètres de 0,3 à 0,8 micron et supérieur à 90 % pour un diamètre de 0,1 micron avec une longueur de captation de 100 à 200 mm.

PLANCHE D VI 1

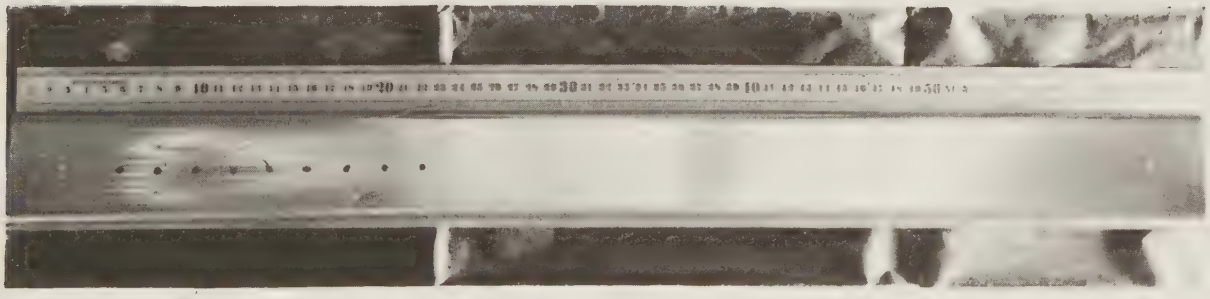
PRECIPITATION DES BILLES DE DOW-LATEX DE 1 ET 0,4 μ DE RAYON APRES CHARGE DANS L'IONISEUR TTF v = 2 m/s



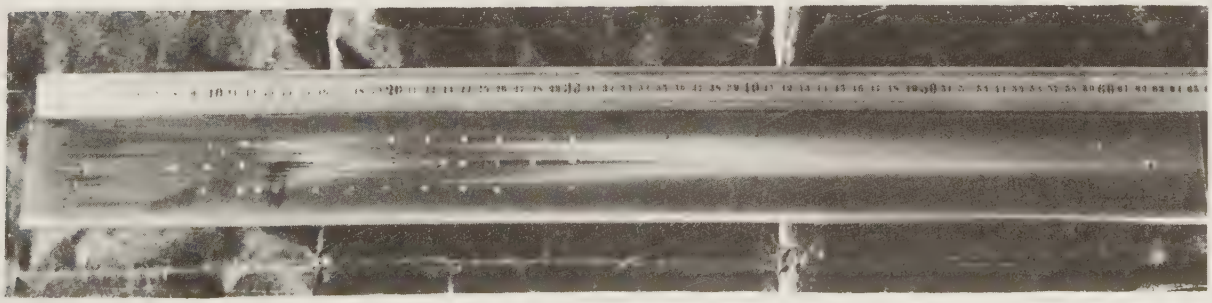
Ep = 4.10^5 v/m a = 0,4 μ



Ep = 4.10^5 v/m a = 1 μ



Ep = 4.10^5 v/m a = 1 et 0,4 μ

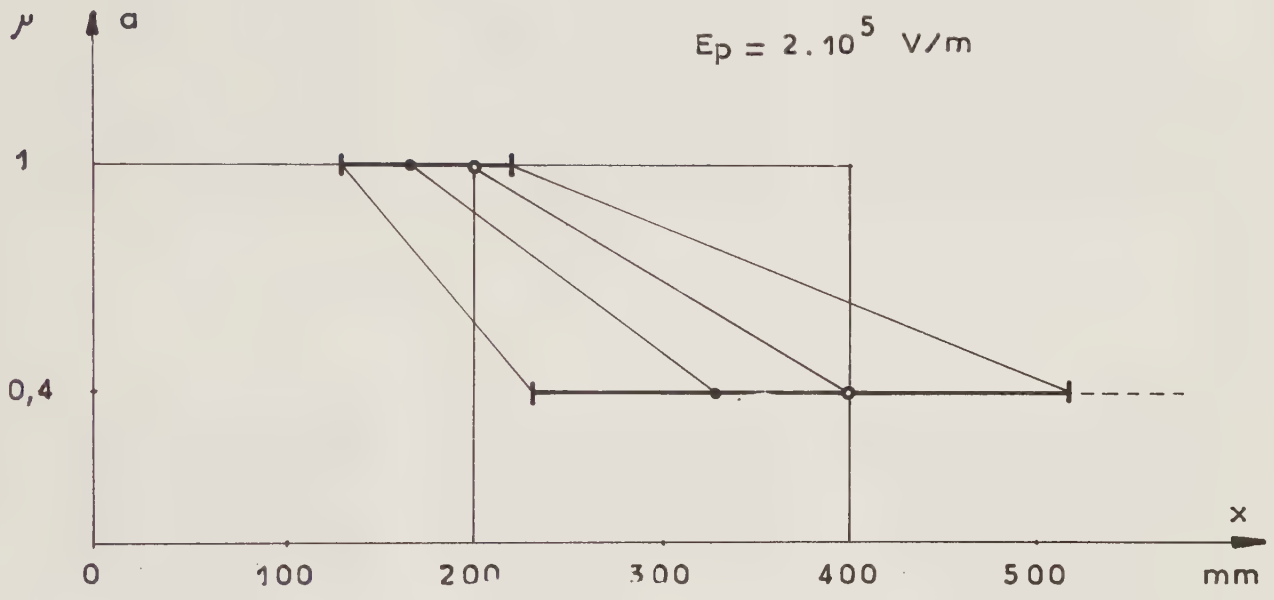


Ep = 2.10^5 v/m a = 1 et 0,4 μ

ABCISSES DE CAPTATION D'AEROSOL DE DOW-LATEX DE 0,4 ET 1 MICRON DE RAYON CHARGES DANS L'IONISEUR TTF

$E_a \simeq 10^6$ v/m v = 2 m/s

- o abcisse théorique
- ● abcisse expérimentale de précipitation maximale
- ⊢ abcisse extrême de précipitation



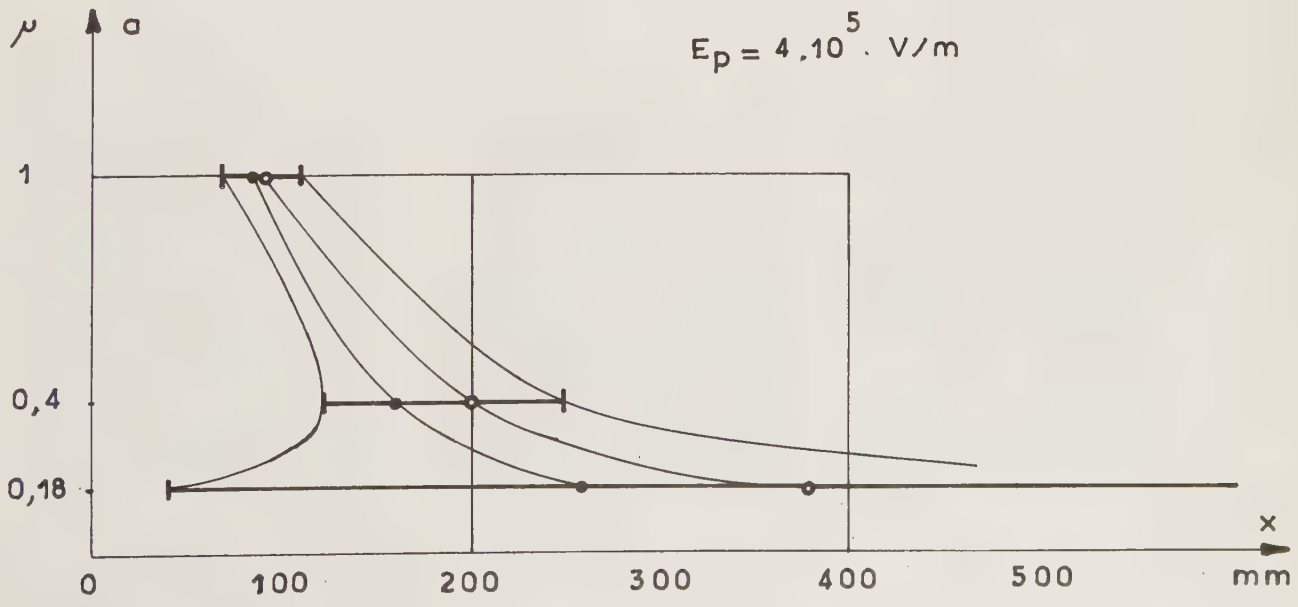
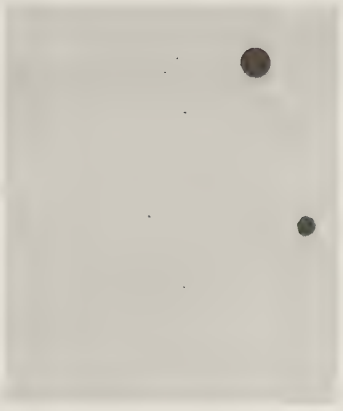
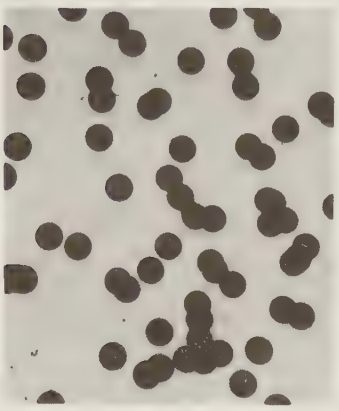


PLANCHE D VI 3

PHOTOS DES BILLES DE DOW-LATEX DE 1 ET 0,4 μ
DE RAYON OBSERVEES AU MICROSCOPE ELECTRONIQUE AVEC
UN GRANDISSEMENT 2500 POUR DIFFERENTES ABCISSES x (en mm)



60



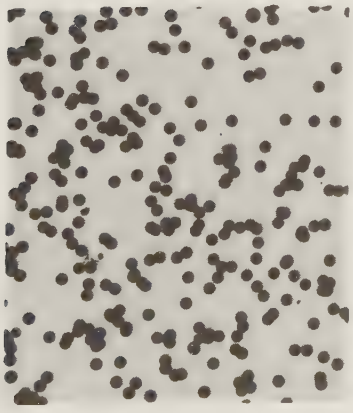
80

100

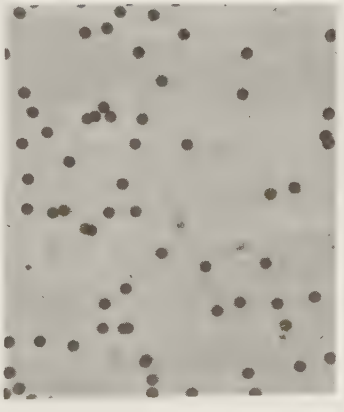
120

140

160



180



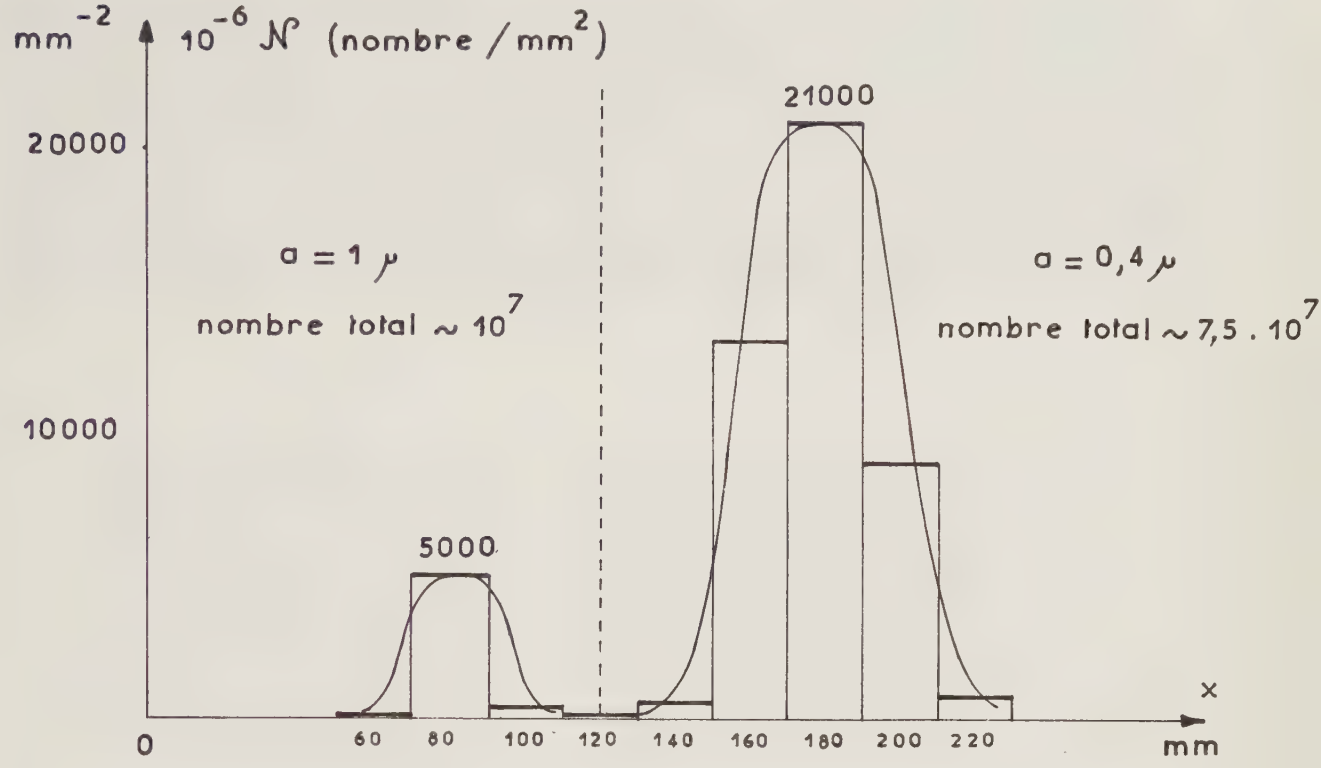
200

220

Planche D VI 4

REPARTITION EN NOMBRE ET EN MASSE DES SPHERULES DE DOW-LATEX DE 1 ET 0,4 μ DE RAYON EN FONCTION DE L'ABCISSE DE CAPTATION

(d'après les observations au microscope électronique)



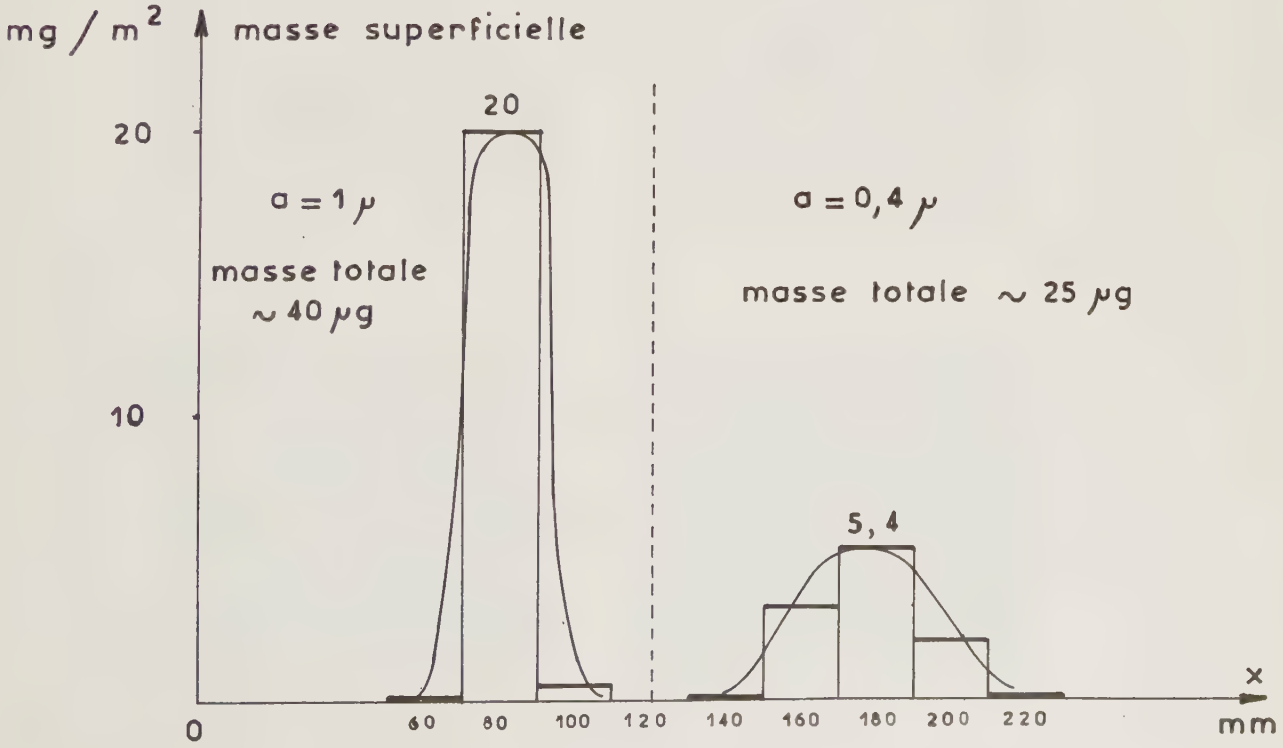
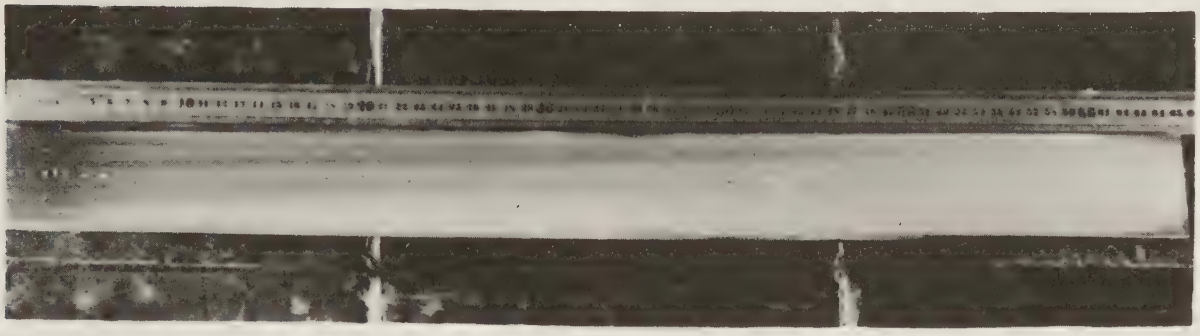
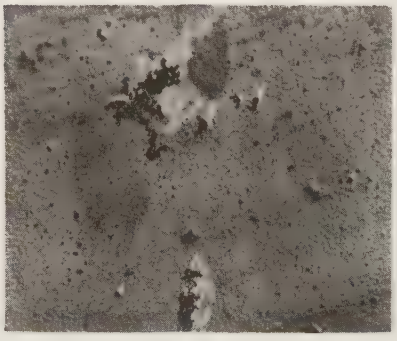


PLANCHE D VI 5

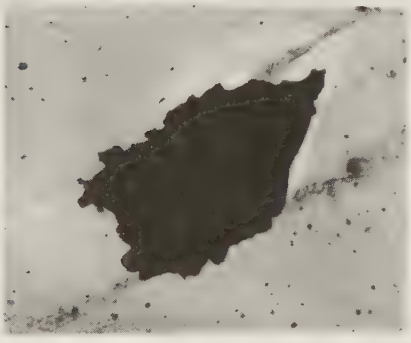
PRECIPITATION DES PARTICULES ATMOSPHERIQUES CONTENUES DANS 12 m3 D'AIR
AU LABORATOIRE DU C.N.R.S., le 26.11.1971 de 8h 30 à 17h 30

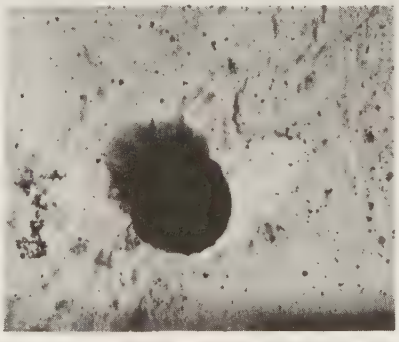
Ep = 4.10^5 v/m v = 2 m/s

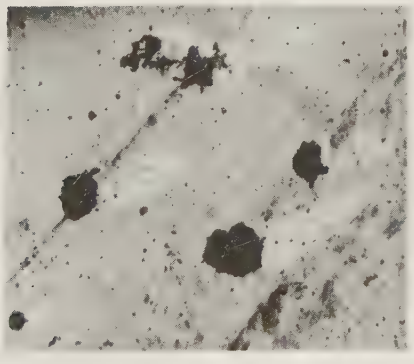


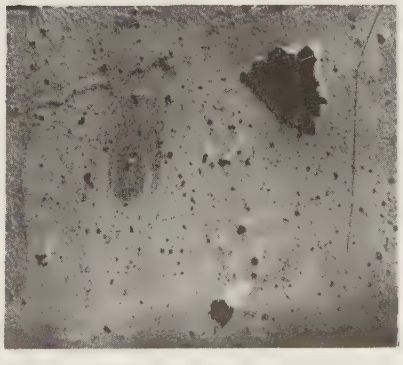


x = 40 mm
× 2500



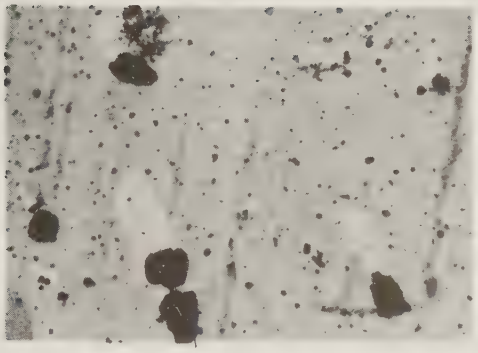




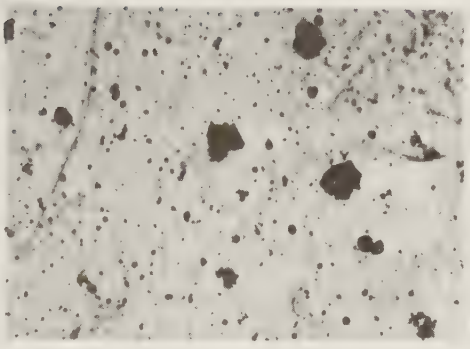


x = 100 mm
× 2500

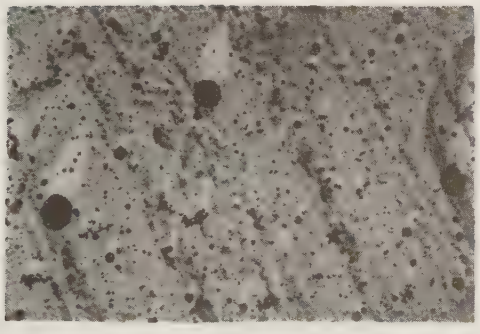
PLANCHE D VI 6



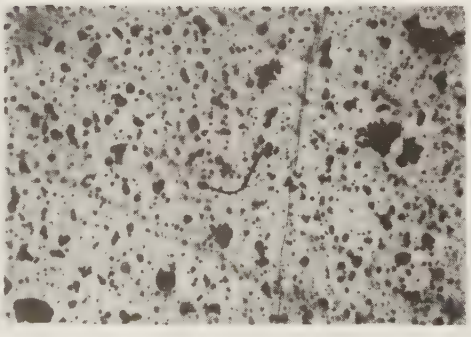
x = 140
× 2500



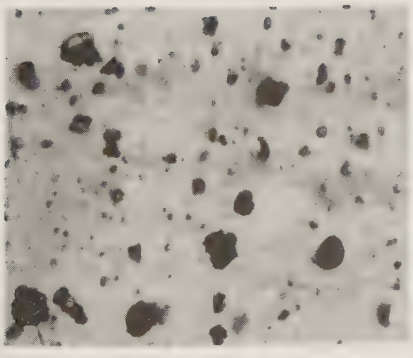
x = 200
× 2500



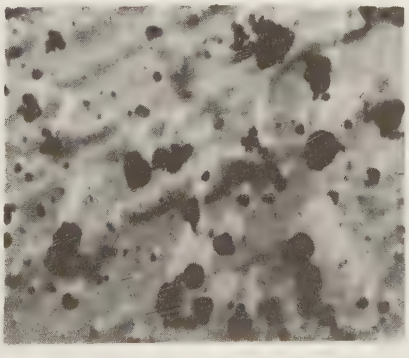
x = 300
× 2500



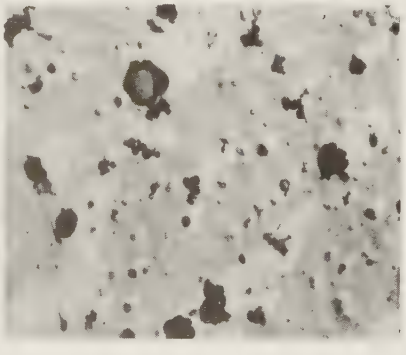
x = 400
× 2500



x = 400
× 10000



x = 500
× 10000



x = 600
× 10000

BIBLIOGRAPHIE

[1] A.C. STERN , Air Pollution , Tome 1 (1966), Academic Press

[2] W.E. CLARK, K.T. WHITBY, J. Atmos. Sci (USA) vol. 24 n°6 p.677-687 (Nov. 67)

[3] C.E. JUNGE, J. Atmos. Sci (USA) vol 26 n° 3 p.603-8 (Mai 69)

[4] Mme M.C. LOPEZ , Note d'Etudes interne PAROM 71-03 C.E.N-Grenoble (Fév. 71)

[5] Melle A. CLOSSON, C. NICOTRA, P. PERILHON, A. CORNU, Note CEA N 1313 C.E.N-Grenoble (Janvier 71)

[6] PAROM Groupe d'Etudes de la pollution atmosphérique et de recherche des éléments organiques et minéraux au C.E.N-Grenoble.

[7] K.T. WHITBY, W.E. CLARK, Tellus 18 (No2) 573-586 (1966)

[8] R.J. HERLING, Thèse de "Master of Science" Univ.Minnesota (USA)(Déc.68)

[9] J.P. FLESCH, J. Colloid Interface Sc. Vol 29 N°3 p 502-509 (Mars 69)

[10] R. CHALLANDE, Thèse de "Docteur ès Sciences" Univ. Paris (Juin 1955)

[11] R. COCHET, Colloque N° 102, CNRS, p. 331-338 (1961)

[12] G.W. HEWITT, AIEE Trans, Vol 76 N° 11 p 300-306 (Juil 57)

[13] G. LANGER, J. PIERRARD, G. YAMATE, Int J. Air Wat. Poll. Vol 8 p 167-176 (1964)

[14] M. PAUTHENIER, Mme MOREAU-HANOT, C.R. Ac. Sc. 1931, 193, 1068

[15] B.Y.H. LIU, K.T. WHITBY, H.H.S. YU J. Appl.Phys. Vol 38 n° 4 p 1592-97 (Mars 67)

[16] B.Y.H. LIU, K.T. WHITBY, H.H.S. YU J. Colloid Interf.Sc.23, 367-378(67)

[17] A.T. MURPHY, F.T. ADLER, G.W. PENNEY AIEE Trans 78, 318-326 (Sept 59)

[18] J.R. BROCK, J. Appl. Phys. Vol 41, p 843-44 (1970)

[19] J.R. BROCK , J. Appl. Phys. Vol 41, N° 5, p 1940-44 (Avril 70)

[20] P. ATTEN, Thèse de "Docteur ès Sciences Physiques" Univ. Grenoble(Nov 69)

[21] L.B. LOEB, Electrical Coronas ,Univ of California Press (1965)

[22] H.J. WHITE , Industrial Electrostatic Precipitation ,Addison Wesley Co Inc (1963)

[23] N. FELICI, Direct Current ,Vol 8 ,N°9, 252 (1963)

[24] N. FELICI, direct Current ,Vol 8,N°10, 278 (1963)

[25] N. FELICI, Cours à l'Institut Polytechnique de Grenoble (1969)

[26] R.D. PRESENT, Kinetic Theory of Gases , Mc Graw Hill Book Co Inc (1958)

[27] B.Y.H. LIU, H.C. YEH, J. Appl. Phys. Vol 39, N°3, p 1396-1402 (Fev.68)

[28] N.A. FUCHS ,The Mechanics of Aerosol ,Pergamon (1964)

[29] R. WASJFELNER , Rapport CEA-R-3940 , C.E.N-Fontenay (Février 70)

[30] G. MADELAINE, L. ROURE, Rapport CEA-R 3069 ,CEN-Fontenay (Sept 66)

[31] G. LESPINARD, Rapport interne Labo. Méca. Fluides Univ. Grenoble (Fév. 65)

[32] L. PRANDTL, NACA Techn. Memo. 726 (Oct. 1933)

VU

Grenoble, le

le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale